PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1921. 22. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 20 am 22. September 1921.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Buchwald, Zur eindimensionalen Brownschen Bewegung. S. 497.

H. Carsten, Bemerkungen zur experimentellen Untersuchung an Telephonen. S. 501.

W. Steubing, Temperatur und Bandenspektrum. S. 507.

W. Arkadiew, Das Spektrum der magnetischen Permeabilität des Eisens im Bereiche von 1 cm bis 1 km. S. 511.

R. Emden, Über Lichtquanten. S. 513.

W. Deutschmann, Zur Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen. S. 517.

A. Schulze, Erwiderung auf die Bemerkung von W. Deutschmann zu meiner Arbeit über „Die Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen". S. 518.

Besprechungen:

Astronomie. S. 518.

H. Schimank, Gespräch über die Einsteinsche Theorie. S. 519.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. S. 519.

Berichtigungen. S. 519.

Tagesereignisse. S. 519.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1921/22. S. 519.

Personalien. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur eindimensionalen Brownschen Bewegung.

Von Eberhard Buchwald.

1. In einer gleichzeitig in den Annalen der Physik[1]) erscheinenden Arbeit wird ein in Smoluchowskis Theorie der Wahrscheinlichkeitsnachwirkung auftretender Ausdruck von grundlegender Bedeutung, nämlich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein anfänglich irgendwo in dem Raumteile v eines Sols befindliches kolloidales Teilchen sich nach Ablauf der Zeit t nicht darin befinde (Außenwahrscheinlichkeit P), durch Versuche geprüft und im Anschluß daran eine Reihe verwandter Ausdrücke theoretisch und experimentell untersucht:

a) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bei $t = 0$ in v eintretendes Teilchen sich zur Zeit t nicht darin befinde (Außenwahrscheinlichkeit P');

b) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bei $t = 0$ in v eintretendes Teilchen v bis zur Zeit t wieder verlassen habe (Austrittswahrscheinlichkeit P_1);

c) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bei $t = 0$ irgendwo in v befindliches Teilches v bis zur Zeit t wieder verlassen habe (Austrittswahrscheinlichkeit P_2).

Dabei ist als Gestalt von v ein flacher Kreiszylinder gewählt. Im Versuch (Ultramikroskop) sind seine Grundflächen durch Deckgläser gebildet; die Mantelfläche, durch die die Teilchen ein- und austreten, ist optisch durch eine kreisförmige Blende im Okular festgelegt. Alle Wahrscheinlichkeitsausdrücke führen in diesem Falle naturgemäß auf Zylinderfunktionen.

Im folgenden werden entsprechende Überlegungen für den eindimensionalen Fall mitgeteilt. v entartet dabei in die Strecke 0 bis h der x-Achse, und im Experiment ist die kreisförmige Blende im Okular durch eine spaltförmige zu ersetzen[1]). Wir beschränken uns auf die Berechnung von P' und P_1; denn von den Wahrscheinlichkeiten, die sich auf beliebige Anfangslage in v beziehen, ist die erste bereits von Smoluchowski angegeben[2]):

$$P = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\beta}^{\infty} e^{-y^2} dy + \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} [1 - e^{-\beta^2}], \quad (1)$$

$$\beta = \frac{h}{2\sqrt{Dt}} \quad (D \text{ Diffusionskonstante}), \quad (2)$$

während sich der Ausdruck für P_2 und der Weg seiner Ableitung aus der Diffusionstheorie in der zitierten Annalenarbeit findet[3]):

$$P_2 = 1 - 8 \sum_{n}^{1 \ldots \infty} \frac{1}{[(2n-1)\pi]^2} e^{-\frac{Dt}{h^2}[(2n-1)\pi]^2}. \quad (3)$$

§ 1. Die Außenwahrscheinlichkeit P'.

2. Wir benutzen das einfachste Modell, das erfahrungsgemäß die eindimensionale Brownsche Bewegung wiedergibt[4]): das Teilchen lege auf der x-Achse, vom Nullpunkt ausgehend, in jedem Zeitintervalle τ die Strecke δ zurück, die ebenso wahrscheinlich nach der positiven wie nach der negativen Seite gerichtet sein kann. Daß das Teilchen bei $t = 0$ in das betrachtete Intervall $0 \ldots h$ eintritt, bringen wir dadurch zum Ausdruck, daß wir den ersten Schritt positiv verlangen. Dann läßt sich die Wahrscheinlichkeit

1) „Die Austrittswahrscheinlichkeit kolloidaler Teilchen und verwandte Begriffe".

1) A. Westgren, Arkiv f. Mat. Svensk. Vet. Ak. 11, No. 14, 1916.

2) M. v. Smoluchowski, Wiener Ber. 123 (IIa), 2381, 1915; diese Zeitschr. 17, 557, 1916 (Gl. 16, S. 563).

3) a. a. O., Gleichung 12'.

4) Vgl. z. B. G. L. de Haas-Lorentz, Die Brownsche Bewegung. Braunschweig 1913, S. 13ff.

$W(m\,n)$ angeben, daß durch m Schritte ein Abstand von n Wegstücken δ vom Nullpunkt erreicht wird. Ist etwa $m = 4$, so ergeben sich $\frac{2^4}{2} = 8$ Variationen:

$$\begin{array}{l} + + + + \\ + + + - \text{ usw. bis} \\ + - - - , \end{array}$$

und unter ihnen führen z. B. auf $n = +2$ die drei Variationen:

$$\begin{array}{l} + + + - \\ + + - + \\ + - + + , \end{array}$$

so daß $W(4,2) = \frac{3}{8}$ zu setzen ist.

Auf diese Weise wird Tabelle I gefunden.

Tabelle I.

$W(m\,n)$.

$n =$	-3	-2	-1	0	$+1$	$+2$	$+3$	$+4$	$+5$
$m = 0$				1					
1					1				
2				$\frac{1}{2}$		$\frac{1}{2}$			
3			$\frac{1}{4}$		$\frac{2}{4}$		$\frac{1}{4}$		
4		$\frac{1}{8}$		$\frac{3}{8}$		$\frac{3}{8}$		$\frac{1}{8}$	
5	$\frac{1}{16}$		$\frac{4}{16}$		$\frac{6}{16}$		$\frac{4}{16}$		$\frac{1}{16}$
6		$\frac{5}{32}$		$\frac{10}{32}$		$\frac{10}{32}$		$\frac{5}{32}$	

Man liest daraus als allgemeinen Ausdruck für $W(m\,n)$ ab:

$$W(m\,n) = \frac{1}{2^{m-1}} \binom{m-1}{\frac{m-n}{2}}. \qquad (4)$$

Hätte man dagegen den ersten Schritt beliebig gelassen, so hätte sich ergeben[1]):

$$W^*(m\,n) = \frac{1}{2^m} \binom{m}{\frac{m-n}{2}}, \qquad (5)$$

so daß

$$W(m\,n) = W^*(m\,n)\left[1 + \frac{n}{m}\right]. \qquad (6)$$

Wir wenden auf $W(m\,n)$ denselben Grenzübergang an, der von $W(m\,n)$ auf die bekannte Wahrscheinlichkeitsformel der Brownschen Bewegung führt[2]):

$$W^*(x)\,dx = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}}\, e^{-\frac{x^2}{4Dt}}\,dx \qquad (7)$$

(Wahrscheinlichkeit, daß ein bei $t = 0$ vom Nullpunkt ausgehendes Teilchen sich zur Zeit t in dem Bereich $x \ldots x + dx$ befinde) — setzen nämlich:

$$\left.\begin{array}{l} m = \dfrac{t}{\tau}, \\ n = \dfrac{x}{\delta}, \\ \dfrac{\delta^2}{2\tau} = D \end{array}\right| \qquad (8)$$

und nehmen $\frac{n}{m}$ als klein an — und finden für unsern Fall des positiven Anfangsschrittes:

$$W(x)\,dx = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}}\, e^{-\frac{x^2}{4Dt}}\left(1 + \frac{x\delta}{2Dt}\right)dx \qquad (9)$$

und hieraus die gefragte Außenwahrscheinlichkeit:

$$P' = 1 - \int_0^\beta W(x)\,dx,$$

oder mit der Abkürzung (2):

$$P' = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left[\int_0^\beta e^{-y^2}\,dy + \frac{\delta}{2\sqrt{Dt}}\left(1 - e^{-\beta^2}\right)\right]. \qquad (10)$$

Bemerkenswert ist, daß in (9) und (10), entgegen dem Falle des beliebigen Anfangsschrittes, die Schrittgröße δ stehen bleibt. Die Bedeutung dieses Umstandes erklärt sich durch folgende Überlegung.

3. Jegliche Verteilungsfunktion W bei der Brownschen Bewegung ist eine Lösung der Diffusionsgleichung für bestimmte Anfangs- und Randbedingungen. In unserm Fall ist der erste Summand in (9) die sogenannte Hauptlösung der linearen Diffusionsgleichung und gibt die Masse an, die sich, stammend aus einem bei $x = 0$ liegenden momentanen Quellpunkte von der Stärke 1, zur Zeit t zwischen x und $x + dx$ befindet. Der zweite Summand,

$$\frac{\delta}{4\sqrt{\pi}(Dt)^{3/2}}\, x e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

zeigt[1]), daß dem momentanen Quellpunkt ein momentaner Doppelquellpunkt vom Momente δ, also etwa der Ergiebigkeit ± 1 und dem Abstande δ, überlagert ist. Die Senke -1 liegt im Nullpunkt und gleicht sich mit dem dort vorhandenen einfachen Quellpunkt aus, und unsere Massenverteilung kann daher angesehen

1) Siehe z. B. de Haas-Lorentz oder v. Smoluchowski, diese Zeitschr., l. c.

2) Enzykl. d. math. Wissensch. 5 (4), S. 188.

1) Enzykl. d. math. Wissensch., ebenda.

werden als erzeugt durch einen momentanen Quellpunkt von der Stärke $+1$ bei $x = \delta$. Dem entspricht, daß wir die Verteilung (9) auch schreiben können:

$$W(x)\,dx = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}}\, e^{-\frac{(x-\delta)^2}{4Dt}}\, dx. \qquad (9')$$

P' selbst läßt sich auffassen als derjenige Bruchteil der bei $t = 0$ aus $x = \delta$ hervorquellenden Substanzmenge, der sich zur Zeit t nicht zwischen 0 und h befindet.

Hinsichtlich des Experiments trägt das Auftreten von δ der Tatsache Rechnung, daß man ein Teilchen erst dann als in die Schicht h eingetreten zählt, wenn es sich bereits ein eben merkliches Stück δ vom Rande entfernt hat. Es entspricht also durchaus der Beobachtungsmöglichkeit, den Quellpunkt um δ nach rechts zu verschieben. δ spielt die Rolle einer physiologischen Konstanten.

§ 2. Die Austrittswahrscheinlichkeit P_1.

4. Etwas schwieriger gestaltet sich die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit P_1, daß ein bei $t = 0$ in die Schicht h eintretendes Teilchen bis zur Zeit t die Schicht wieder verlassen habe. Wir übertragen die Schrittüberlegung auf diesen Fall: wie in § 1 geht das Teilchen von $x = 0$ aus und macht seinen ersten Schritt in die Schicht hinein. Während aber von da ab dem Teilchen bisher die ganze x-Achse zur Verfügung stand, wird es jetzt nur so lange betrachtet, als es sich ohne Unterbrechung zwischen 0 und h aufhält; sobald es nur einmal wieder am Nullpunkt oder sobald es an der oberen Schranke h anlangt, scheidet es aus der Betrachtung aus.

Nehmen wir zunächst keine obere Schranke an, lassen wir also das Teilchen vorläufig nur am Nullpunkt verschluckt werden, so ergeben sich nach den in Nr. 2 skizzierten Überlegungen die Wahrscheinlichkeiten Tabelle II[1]).

Von den acht Variationen z. B., die bei $m = 4$ möglich sind, führen nicht mehr drei zu $n = +2$, sondern nur noch die beiden

$$+ + + - \text{ und}$$
$$+ + - +,$$

während bei der früher noch möglichen Anordnung

$$+ - + +$$

das Teilchen nach dem zweiten Schritte verschluckt wird. Tabelle II wird durch die Formel:

$$W'(m\,n) = \frac{1}{2^{m-1}}\,\frac{n}{m}\binom{m}{\frac{m-n}{2}} \qquad (11)$$

dargestellt.

1) Die entsprechende Tabelle für beliebigen Anfangsschritt bei v. Smoluchowski, Wiener Ber. 124 (IIa), 205. 1915.

Tabelle II.

$n=$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$m=1$		1								
2	$\frac{1}{2}$		$\frac{1}{2}$							
3	$\frac{2}{4}$	$\frac{1}{4}$		$\frac{1}{4}$						
4	$\frac{5}{8}$		$\frac{2}{8}$		$\frac{1}{8}$					
5	$\frac{10}{16}$	$\frac{2}{16}$		$\frac{3}{16}$		$\frac{1}{16}$				
6	$\frac{22}{32}$		$\frac{5}{32}$		$\frac{4}{32}$		$\frac{1}{32}$			
7	$\frac{44}{64}$	$\frac{5}{64}$		$\frac{9}{64}$		$\frac{5}{64}$		$\frac{1}{64}$		
8	$\frac{93}{128}$		$\frac{14}{128}$		$\frac{14}{128}$		$\frac{6}{128}$		$\frac{1}{128}$	
9	$\frac{186}{256}$	$\frac{14}{256}$		$\frac{28}{256}$		$\frac{20}{256}$		$\frac{7}{256}$		$\frac{1}{256}$

5. Wird jetzt aber auch eine obere Schranke

$$b = \frac{h}{\delta}$$

eingeführt, so sind die Wahrscheinlichkeiten $W(m\,n\,b)$ für die einzelnen Punkte des erlaubten Gebiets im allgemeinen kleiner. Beispielsweise tritt, wenn die obere Schranke bei $b = 5$ angenommen wird, an Stelle der Tabelle II die folgende:

Tabelle III.

$W(m\,n\,5)$.

$n=$	1	2	3	4
$m=1$	1			
2		$\frac{1}{2}$		
3	$\frac{1}{4}$		$\frac{1}{4}$	
4		$\frac{2}{8}$		$\frac{1}{8}$
5	$\frac{2}{16}$		$\frac{3}{16}$	
6		$\frac{5}{32}$		$\frac{3}{32}$
7	$\frac{5}{64}$		$\frac{8}{64}$	
8		$\frac{13}{128}$		$\frac{8}{128}$
9	$\frac{13}{256}$		$\frac{21}{256}$	

Bis $m = 5$ bleibt gegen Tabelle II alles beim alten. Bei $m = 6$ aber erscheint der Wert für $n = 4$, bei $m = 7$ der für $n = 3$ vermindert; bei $m = 8$ erstreckt sich der Einfluß der Schranke bis herab zu $n = 2$, bei $m = 9$ und allen folgenden bis herab zu $n = 1$. Zu (11) muß also ein negatives Glied hinzutreten, das für $m \leqslant b$ null ist; in ihm müssen ferner, wie man leicht sieht, m und n in der Faktoriellen, und zwar als Summe $m + n$ auftreten, und man kommt zu folgender Form des Zusatzgliedes:

$$\frac{1}{2^{m-1}} \frac{2b-n}{m} \binom{m}{m-(2b-n)/2}.$$

Man überzeugt sich jedoch, daß durch Hinzunahme dieses einen Zusatzgliedes die $W(m\,n\,b)$ nur herauf bis zu einem gewissen m richtig dargestellt werden und späterhin zu klein ausfallen. Bei $b = 2$ tritt die Abweichung von $m = 5$ ab, bei $b = 3$ von $m = 7$ ab, bei $b = 5$ von $m = 11$ ab in Erscheinung. Ähnliche Überlegungen, wie sie zu dem negativen ersten Zusatzglied geführt haben, führen zu einem positiven zweiten, dann zu einem negativen dritten usw. Endlich ergibt sich:

$$W(m\,n\,b) = \frac{1}{2^{m-1}} \left| \frac{n}{m} \binom{m}{(m-n)/2} - \frac{2b-n}{m} \binom{m}{(m-(2b-n))/2} + \frac{2b+n}{m} \binom{m}{(m-(2b+n))/2} - \right.$$
$$\left. - \frac{4b-n}{m} \binom{m}{(m-(4b-n))/2} + \cdots \right| \qquad (12)$$

6. Führt man hieran mit Benützung der Gl. (8) wieder den Grenzübergang aus, so folgt als Wahrscheinlichkeit, daß das bei $t = 0$ von $x = 0$ aus in das Gebiet eintretende Teilchen sich zur Zeit t bei $x \ldots x + dx$ befinde, ohne die Gebietsgrenzen 0 oder h überschritten zu haben:

$$W_h(x)\,dx = \frac{\delta}{2\sqrt{\pi}(Dt)^{3/2}} \left| x e^{-\frac{x^2}{4Dt}} - (2h-x) e^{-\frac{(2h-x)^2}{4Dt}} + (2h+x) e^{-\frac{(2h+x)^2}{4Dt}} - \right.$$
$$\left. - (4h-x) e^{-\frac{(4h-x)^2}{4Dt}} + \cdots \right| dx. \qquad (13)$$
$$= \frac{\delta}{2\sqrt{\pi}(Dt)^{3/2}} \sum_{k}^{-\infty \ldots +\infty} (x + 2kh)\, e^{-\frac{(x+2kh)^2}{4Dt}}\, dx. \qquad (14)$$

Darnach wird die gesuchte Austrittswahrscheinlichkeit:

$$P_1 = 1 - \int_0^h W_h(x)\,dx,$$
$$= 1 - \frac{\delta}{\sqrt{\pi Dt}} \sum_{k}^{-\infty \ldots +\infty} \left\{ e^{-(2k)^2\beta^2} - e^{-(2k+1)^2\beta^2} \right\},$$
$$= 1 - \frac{\delta}{\sqrt{\pi Dt}} \left(1 + 2 \sum_{k}^{1 \ldots \infty} (-1)^k e^{-k^2\beta^2} \right), \qquad (15)$$

wobei wieder

$$\beta = \frac{h}{2\sqrt{Dt}}$$

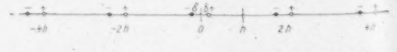
gesetzt ist.

7. Diffusionstheoretisch gesprochen liegt das Problem vor, eine Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung zu finden, die den Randbedingungen

$$\varrho = 0 \text{ für } \begin{cases} x = 0 \\ x = h \end{cases} \qquad (\varrho \text{ Dichte})$$

und der Anfangsbedingung eines momentanen Quellpunktes bei $x = \delta$ genügt. Nach $x = 0$ dürfen wir den Quellpunkt nicht legen, um nicht mit der ersten Randbedingung in Konflikt zu geraten, die es in diesem Falle — wie auch der gemeinsame Faktor δ in (13) zeigt — überhaupt zu keiner Diffusion kommen ließe. Auch entspricht die Lage δ den Überlegungen der Nr. 3.

Die durch (13) gegebene Form der Lösung läßt sich anschaulich machen. Das erste Glied stellt eine momentane Doppelquelle bei $x = 0$ dar: der Quellpunkt $+1$ kann bei $x = +\delta$, der Quellpunkt -1 bei $x = -\delta$ angenommen werden. Faßt man letzteren nicht als Senke, sondern als Quelle von negativ zu bewertenden Teilchen auf, so sieht man, daß durch die beiden der Randbedingung $\varrho_{x=0} = 0$ Genüge geleistet wird. Dagegen ist die zweite Randbedingung noch nicht erfüllt. Ihr zu genügen dient das zweite Glied in (13), eine Doppelquelle bei $x = 2h$ (Figur). Durch beide Doppelquellen wird $\varrho_{x=h} = 0$, aber $\varrho_{x=0} = 0$ gilt nun nicht



mehr, und man hat ihm zuliebe eine dritte Doppelquelle bei $x = -2h$ einzuführen, die dann wieder $\varrho_{x=h}$ einen kleinen positiven Wert gibt usw.

Quellpunktsmethode und Spiegelungsprinzip

in ähnlicher Verbindung finden sich häufig. Als nächstliegendes Beispiel sei die Smoluchowskische Behandlung des Brownschen Teilchens zwischen parallelen spiegelnden Wänden genannt[1]).

Zusammenfassung.

8. Auf Grund des einfachsten Modells der eindimensionalen Brownschen Bewegung wird in § 1 die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß ein Teilchen t Sekunden nach seinem Eintritt in ein bestimmtes Gebiet der x-Achse sich nicht in dem Gebiet befinde (Außenwahrscheinlichkeit P'), in § 2 die Wahrscheinlichkeit, daß ein in das Gebiet eintretendes Teilchen das Gebiet bis zur Zeit t wieder verlassen habe (Austrittswahrscheinlichkeit P_1). Im ersten Falle hat das Teilchen volle Bewegungsfreiheit, im zweiten scheidet es beim ersten Verlassen des Gebiets aus der Betrachtung aus.

Vom Standpunkte der Diffusionstheorie führt das erste Problem auf eine Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung, die durch einen momentanen Quellpunkt in unmittelbarer Nähe der Eintrittsstelle gekennzeichnet ist, das zweite Problem auf eine unendliche Reihe äquidistanter momentaner Doppelquellpunkte auf der x-Achse.

1) M. v. Smoluchowski, Bull. Ac. Crac. No. 7A, 418, 1913.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1921.

(Eingegangen 28. Juli 1921.)

Bemerkungen zur experimentellen Untersuchung an Telephonen.

Von H. Carsten.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

In letzter Zeit sind einige bemerkenswerte Arbeiten veröffentlicht worden, welche die Theorie des Telephons und ihre experimentelle Verwertung zum Gegenstand haben[1]). Die Verfasser gingen dabei aus von den bekannten, von Poincaré[2]) zuerst aufgestellten Gleichungen des Telephons und benutzten ihre Übereinstimmung mit den für einen Resonanztransformator geltenden Gesetzen, eine weitgehende Analogie mit diesem Apparat zu entwickeln. Der Verfolg eines derartigen Vergleiches bringt nun gewisse meßtechnische Schwierigkeiten mit sich, die durch die Eigenschaften des Telephons bedingt sind.

Bei einer experimentellen Untersuchung wird man um so zweckmäßiger und sicherer vorgehen können, je einfacher die von der Theorie verlangten Versuchsbedingungen zu erfüllen sind. Um einen geeigneten Weg für die Messungen an Telephonen zu finden, empfiehlt es sich, unmittelbar an die erwähnten Gleichungen des Telephons anzuknüpfen.

Sie lauten:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + \alpha x = Mi. \tag{1}$$

$$R_0 i + L_0\frac{di}{dt} + M\frac{dx}{dt} = E. \tag{2}$$

Hierin bedeuten:

- x die Auslenkung der Telephonmembran aus der Ruhelage,
- t die Zeit,
- r den Bewegungswiderstand der Membran (Nutzwiderstand zuzüglich Reibungswiderstand der Membran),
- α die Federungskonstante,
- M eine Konstante, abhängig von elektromagnetischen und geometrischen Daten des Telephons,
- i den Strom in der Wicklung,
- E die Klemmenspannung,
- L_0 die Induktivität der Wicklung bei festgebremster Membran,
- R_0 den Verlustwiderstand (ist gleich dem Widerstand bei festgebremster Membran c. p.).

Dabei ist die Membran in dynamischer Hinsicht ersetzt gedacht durch einen äquivalenten Massenpunkt der Masse m.

Wenn ω die Frequenz bedeutet, mit welcher die Membranschwingungen erregt werden, so ergibt sich unter Anwendung der komplexen Rechnung mit

$$x = Xe^{j\omega t};\ i = I_0 e^{j\omega t};\ E = E_0 e^{j\omega t};\ j = \sqrt{-1}.$$

$$X[(m\omega^2 - \alpha) - j\omega r] + MI_0 = 0. \tag{3}$$

$$I_0(R_0 + j\omega L_0) + j\omega MX = E_0. \tag{4}$$

Die Elimination von X aus den Gleichungen (3) und (4) ergibt

$$I_0\left[R_0 + \frac{r\omega^2M^2}{(\alpha - m\omega^2)^2 + \omega^2r^2} + \right.$$
$$\left. + j\omega\left(L_0 + \frac{(\alpha - m\omega^2)M^2}{(\alpha - m\omega^2)^2 + \omega^2r^2}\right)\right] = E_0. \tag{5}$$

Der Ausdruck in der eckigen Klammer ist der Scheinwiderstand des Telephons. Wie man sieht, erhalten Widerstand und Induktivität durch die Membranbewegung einen von der Frequenz ω stark abhängigen Zu-

1) Hahnemann u. Hecht, diese Zeitschr. **20**, 104, 245, 1919; Ann. d. Phys. **60**, 454, 1919; **63**, 57, 1920.
2) Poincaré, L'éclairage électrique **L**, 221, 1907.

wachs[1]). Handelt es sich nun darum, die Frequenzabhängigkeit der beiden Komponenten des Scheinwiderstandes experimentell zu ermitteln, so ist es praktisch, den Strom I_0, welcher die Telephonwicklung durchfließt, während der ganzen Meßreihe auf einen konstanten Wert zu halten. Der Vorteil ist leicht einzusehen, wenn wir uns der Berechnung der für die Schallstärke wichtigen Schwingungsweite X der Membran zuwenden. Aus Gleichung (3) geht nämlich hervor, daß X dann nur von der Frequenz, als einziger Veränderlichen, abhängig ist, da alle anderen in dieser Gleichung vorkommenden Größen Konstante sind. Für die Größe r gilt dies allerdings nur angenähert; weiter unten wird ihre Abhängigkeit von der Frequenz — in erster Näherung — ermittelt und bei der Berechnung von X berücksichtigt; vorläufig soll r als konstant angesehen werden.

Wir wollen zunächst einige abkürzende Bezeichnungen einführen. Der Scheinwiderstand des Telephons sei

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Z} &= R + j\omega L \\ \text{wobei } R &= R_0 + R' \\ \text{und } L &= L_0 + L' \text{ gesetzt ist.} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

R' und L' sind die von der Membranbewegung abhängigen Anteile des Widerstandes R und der Selbstinduktivität L. Die von dem Telephon insgesamt aufgenommene Leistung ist

$$W = \frac{I_0^2}{2} R.$$

Sie setzt sich aus zwei Beträgen zusammen, von denen der eine,

$$W' = \frac{I_0^2}{2} R'_0$$

die an die Membran abgegebene Leistung darstellt, während

$$W_0 = \frac{I_0^2}{2} R$$

die elektrischen Verluste im Telephon deckt. Die Abhängigkeit der aufgenommenen Leistung W von der Frequenz läßt sich durch die „Resonanzkurve des Telephons" darstellen. Die Kenntnis der Resonanzkurve und der Verlustleistung W_0 ermöglicht es, wie Hahnemann und Hecht in ihren Arbeiten gezeigt haben[2]), die zur Beurteilung des Telephons notwendigen Größen zu berechnen.

Wie die Resonanzkurve zu ermitteln ist, läßt sich nach den bisherigen Überlegungen sofort übersehen. Da der Strom I_0 konstant gehalten wird, ergibt sich die Leistung W aus dem zu messenden Widerstand lediglich durch Multiplikation mit dem konstanten Faktor $\frac{I_0^2}{2}$. Der Verlauf des Widerstandes in seiner Abhängigkeit von der Frequenz ist also zugleich eine Darstellung der Leistungsaufnahme.

Neben der Ermittlung der Resonanzkurve ist die Messung der elektrischen Verlustleistung oder des Verlustwiderstandes von Wichtigkeit. Dieser ist die Summe aus dem Ohmschen Widerstand R_Ω und dem Eisenverlustwiderstand R_e, welcher wiederum, entsprechend den Hysteresis- und Wirbelstromverlusten aus den Anteilen R_H und R_W zusammengesetzt ist.

$$R_0 = R_\Omega + R_e = R_\Omega + R_H + R_W. \quad (7)$$

Es soll im Folgenden gezeigt werden, wie man bei der Bestimmung des Verlustwiderstandes zu verfahren hat und gleichzeitig eine Trennung den Eisenverluste erreichen kann.

Die Telephonmembran sei in ihrer Ruhelage festgeklemmt, was sich praktisch unschwer verwirklichen läßt. Da in diesem Fall keine Leistung an die Membran abgegeben wird, ist der Widerstand $R' = 0$, und man erhält durch eine Widerstandsmessung den Verlustwiderstand R_0. Der Ohmsche Widerstand der Wicklung, R_Ω, sei als bekannt vorausgesetzt; man kann daher die Eisenverluste $W_e = I^2 (R_0 - R_\Omega)$ berechnen, wobei I der Effektivwert des Stromes ist. Die Eisenverluste sind von zwei Größen abhängig, einmal von der Frequenz des Stromes, und dann von dem magnetischen Kraftfluß, der das Eisen durchsetzt. Der Kraftfluß ist proportional dem Quotienten $\frac{E}{\omega}$, — E bedeutet die induzierte EMK — es soll daher statt des Kraftflusses der Ausdruck $\frac{E}{\omega}$ als unabhängige Veränderliche gelten, für deren Berechnung die Beziehung besteht:

$$\frac{E}{\omega} = \frac{I}{\omega} \sqrt{\omega^2 L_0^2 + (R_0 - R_\Omega)^2}. \quad (8)$$

Mißt man bei festgeklemmter Membran und unter Beibehaltung einer bestimmten Frequenz, etwa ω_1, Widerstand und Induktivität des Telephons, während der Strom I verändert wird, so kann aus den Meßwerten die Abhängigkeit der Eisenverluste W_e von $\frac{E}{\omega}$ berechnet werden. Man erhält eine Kurve

$$W_e = f_1\left(\frac{E}{\omega}\right).$$

1) In geringerem Maße sind auch R_0 und L_0 von der Frequenz abhängig (s. unten).

2) Siehe unter anderen Hahnemann u. Hecht, Ann. d. Phys. 60, 454, 1919.

Eine zweite gleichartige Messung bei einer anderen Frequenz ω_2 liefert die Kurve

$$W_{e_2} = f_2\left(\frac{E}{\omega}\right).$$

Da die Hysteresisverluste der Frequenz proportional ansteigen, die Wirbelstromverluste aber mit dem Quadrat der Frequenz wachsen, können die beiden Kurven analytisch dargestellt werden durch die Gleichungen

$$W_{e_1} = W_{H_1} + W_{W_1} = \omega_1 k_1\left(\frac{E}{\omega}\right) + \omega_1^2 k_2\left(\frac{E}{\omega}\right). \tag{9}$$

$$W_{e_2} = W_{H_2} + W_{W_2} = \omega_2 k_1\left(\frac{E}{\omega}\right) + \omega_2^2 k_2\left(\frac{E}{\omega}\right). \tag{10}$$

Die Funktionen k_1 und k_2 sind nur von $\frac{E}{\omega}$ abhängig. Sie werden aus den Gleichungen (9) und (10) gefunden zu

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \frac{W_{e_1}\omega_2^2 - W_{e_2}\omega_1^2}{(\omega_2 - \omega_1)\,\omega_1\omega_2}, \\ k_2 &= \frac{W_{e_2}\omega_1 - W_{e_1}\omega_2}{(\omega_2 - \omega_1)\,\omega_1\omega_2}. \end{aligned}\right| \tag{11}$$

Es können somit die Hysteresis- und die Wirbelstromverluste, z. B. für die Frequenz ω_1 ermittelt werden.

Die Eisenverluste des Telephons bei festgeklemmter Membran sind nunmehr gegeben. Mittels ihrer kann man die Eisenverluste bei beweglicher Membran, wie sie während der Aufnahme der Resonanzkurve tatsächlich vorhanden waren, bestimmen. Für irgendeinen Punkt der Resonanzkurve berechnen wir zunächst

$$\frac{E}{\omega} = \frac{I}{\omega}\sqrt{\omega^2 L^2 + (R - R_\Omega)^2}$$

und ermitteln, etwa aus einem Schaubilde, das auf Grund der vorangegangenen Überlegungen gewonnen wurde, die zugehörigen Werte W_{H_1} und W_{W_1}. Dann ergeben sich für die Frequenz ω die Eisenverluste W_H und W_W aus den Beziehungen:

$$W_H = W_{H_1}\cdot\frac{\omega}{\omega_1};\quad W_W = W_{W_1}\cdot\frac{\omega^2}{\omega_1^2}. \tag{12}$$

Die gesamten Eisenverluste sind

$$W_e = W_H + W_W$$

und der Eisenverlustwiderstand

$$R_0 - R_\Omega = R_e = \frac{2W_e}{I_0^2}.$$

Jetzt ist auch die an die Telephonmembran abgegebene Leistung

$$W' = \frac{I_0^2}{2}R' = \frac{I_0^2}{2}(R - R_0)$$

bekannt. Da I_0 konstant ist, braucht hier ebenfalls nur R' betrachtet zu werden. Aus Gleichung (5) geht hervor, daß im Resonanzfall,

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{a}{m}},$$

der Widerstand R' einen Maximalwert,

$$R'_{\max} = \frac{M^2}{r},$$

erreicht. Man erhält daher aus der Resonanzkurve die zu $R'_{\max}$ gehörige Frequenz als Resonanzfrequenz des Telephons.

Wir sahen oben, daß sich auch die Induktivität des Hörers, genau wie der Widerstand, aus zwei Teilen zusammensetzt, deren einer, L', von der Membranbewegung abhängig ist, während der andere, L_0, von ihr unabhängig ist, also der Induktivität des Telephons bei festgebremster Membran entspricht. L_0 berechnet man aus den beiden oben erwähnten Meßreihen, die bei festgebremster Membran und zwei verschiedenen Frequenzen ω_1 und ω_2 vorgenommen waren, in ähnlicher Weise wie die Eisenverluste.

Die Abhängigkeit der gemessenen Induktivitäten von $\frac{E}{\omega}$ wird in einem Schaubild aufgetragen. Wie Versuche gezeigt haben, hängen die Größen L_0 sehr angenähert linear von $\frac{E}{\omega}$ ab:

$$L_0' = k_1' + k_2'\cdot\frac{E}{\omega} \qquad \text{für } \omega = \omega_1,$$

$$L_0'' = k_1'' + k_2''\cdot\frac{E}{\omega} \qquad \text{für } \omega = \omega_2.$$

Aus der graphischen Darstellung werden die Größen k entnommen; die Werte k_1 ergeben sich ebenfalls als linear abhängig von der Frequenz, k_2' und k_2'' sind dagegen Konstante. Sie können jetzt ohne weiteres berechnet werden. Man erhält dann für L_0 eine Beziehung der Form

$$L_0 = k_1 + k_2\cdot\frac{E}{\omega} = k_0 + k\omega + k_2''\cdot\frac{E}{\omega}, \tag{13}$$

so daß für jede Frequenz und jeden Fluß L_0 ermittelt werden kann.

Es sind nun alle Unterlagen vorhanden, welche für die Auswertung der Messungen in Betracht kommen. Darauf soll jedoch hier nicht näher eingegangen werden, da von anderer Seite auf diesen Gegenstand schon wiederholt hingewiesen worden ist[1]). Nur einige Versuchsergebnisse seien mitgeteilt, die an einem normalen O.-B.-Stielfernhörer der Firma Schuchhardt gewonnen wurden. Während der Versuche

1) Siehe die früheren Literaturvermerke.

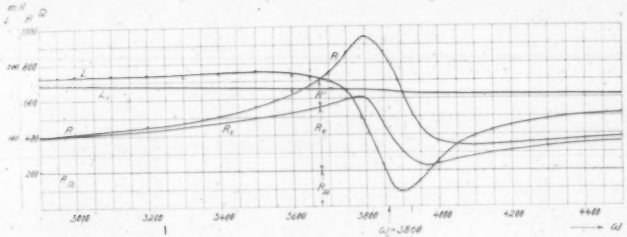


Fig. 1.

war der Hörer in eine ebene Wand fest eingespannt. Der Gleichstromwiderstand R_Ω betrug 196 Ohm.

Fig. 1 zeigt den Verlauf des Widerstandes R, des Verlustwiderstandes R_0 und der Induktivitäten L und L_0.

Bemerkenswert ist der Verlauf des Verlustwiderstandes. In größerer Entfernung von der Resonanzstelle nähert er sich asymptotisch der Resonanzkurve R, es wird nur ein kleiner Teil der aufgenommenen Leistung an die Membran abgegeben. An der Resonanzstelle selbst ändert sich der Verlustwiderstand ziemlich stark, die Eisenverluste sinken auf einen geringen Wert herab, da der Fluß kleiner wird.

Es ist nun interessant, den Zusammenhang des Wirk- und Blindwiderstandes R' und $\omega L'$, die auf Rechnung der Membranbewegung zu setzen sind, zu verfolgen. Trägt man diese Größen in ein rechtwinkliges Koordinatensystem ein, $\omega L'$ als Ordinate und R' als Abszisse, so entsteht ein Kreis[1]), dessen Gleichung auf Grund von Gleichung (3) lautet

$$\left(R' - \frac{M^2}{2r}\right)^2 + \omega^2 L'^2 = \left(\frac{M^2}{2r}\right)^2. \qquad (14)$$

Hieran knüpft sich allerdings wieder die Voraussetzung, daß die Abhängigkeit des Bewegungswiderstandes r von der Frequenz zu vernachlässigen ist. Mit Hilfe des Kreises wird eine anschauliche Prüfung des Meßergebnisses möglich. Zu diesem Zweck muß aber noch ein Umstand berücksichtigt werden, der bisher außer acht gelassen wurde, das ist die Wirkung der Hysteresis- und der Wirbelströme in der Membran, welche durch die Membranbewegung entsteht. Demnach werden die gemessenen Werte $R - R_0$, $L - L_0$ mit den von der bisherigen Theorie verlangten Werten R', L' bis auf gewisse Korrektionsglieder R_k und L_k übereinstimmen, so daß statt Gleichung (6) jetzt zu setzen wäre:

$$\left.\begin{aligned} R &= R_0 + R' + R_k \\ L &= L_0 + L' + L_k \end{aligned}\right\} \qquad (6a)$$

Folgende Überschlagsrechnung gestattet nun eine angenäherte Bestimmung bzw. Abschätzung dieser Größen. Nach Gleichung (5) und (6) ist

$$L' = \frac{(a - m\omega^2)M^2}{(a - m\omega^2)^2 + \omega^2 r^2} = R' \cdot \frac{a - m\omega^2}{\omega^2 r}$$

oder

$$L' = \frac{m}{r} \cdot R' \cdot \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right), \qquad (15)$$

und man erkennt L' als Produkt der Dimensionsgröße $\frac{m}{r} R'$ und eines Zahlenfaktors, welcher von der Frequenz abhängt und mit $\omega = \omega_0$ verschwindet. Die Korrektionsgröße L_k wird dementsprechend proportional $\frac{m}{r} R'$ zu setzen sein; unter Hinzufügung einer Verhältniszahl k, die als konstant angenommen sei, ergibt sich

$$L_k = \frac{m}{r} R' \cdot k. \qquad (16)$$

Dieser Ausdruck soll noch etwas umgeformt werden. Da sich die Eisenverluste in der Membran mit der Frequenz ändern, so ist auch der Bewegungswiderstand r von ω abhängig. Wir berücksichtigen diesen Umstand unter Einführung der Dämpfung. Der Dämpfungsexponent des schwingenden Systems ist nach Gleichung (1) $\frac{r}{2m}$; daraus ermittelt sich das Dämpfungsdekrement $\mathfrak{d} = \frac{r}{m\omega_0}$. Der gemessene Zusammenhang von $\mathfrak{d}$ und ω ist in der weiter unten erläuterten Fig. 5 dargestellt. Nunmehr ist

$$L_k = \frac{R'}{\mathfrak{d}\omega_0} \cdot k$$

1) Kennelly u. Pierce, Electrician **69**, 950, 1912.

oder

$$\omega L_k = \frac{R'}{\mathfrak{d}/\mathfrak{d}_0} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{k}{\mathfrak{d}_0}, \qquad (17)$$

wobei $\mathfrak{d}_0$ die Dämpfung bei der Resonanzfrequenz bedeutet. Der konstante Faktor $\frac{k}{\mathfrak{d}_0}$ ergibt sich mit $\omega = \omega_0$ aus den Gleichungen (6a), (15) und (17):

$$\frac{k}{\mathfrak{d}_0} = \frac{\omega_0 (L - L_0)_{\omega = \omega_0}}{R'_{\max}};$$

er kann also aus den Meßwerten berechnet werden.

Unter dem Vorbehalt, gegebenenfalls auch noch die Korrektionsgröße R_k zu berücksichtigen, haben wir danach folgende Konstruktion durchzuführen (Fig. 2):

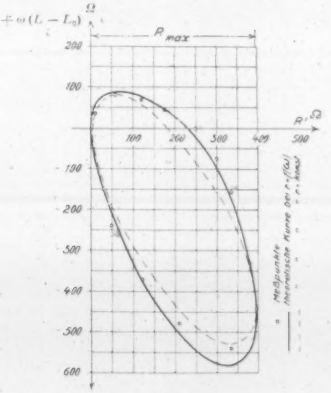


Fig. 2.

In das oben definierte Koordinatensystem ist der Kreis mit der Gleichung (14) einzuzeichnen und zu den Ordinaten des Kreises jedesmal der Betrag

$$\omega L_k = \frac{R'}{\mathfrak{d}/\mathfrak{d}_0} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{k}{\mathfrak{d}_0}$$

hinzuzufügen. Die Verbindungslinie der so gefundenen Punkte ist eine ellipsenähnliche Kurve, die, wie man sieht, mit der durch die Meßpunkte gegebenen Kurve hinreichend genau zusammenfällt. (In die Figur ist auch noch die Kurve eingezeichnet, die man erhält, wenn r bzw. $\mathfrak{d}$ als konstant angesehen werden.) Die Korrektur des Wirkwiderstandes R', durch einen Betrag, entsprechend den zusätzlichen Eisenverlusten in der frei schwingenden Membran, würde die Annäherung zwar noch etwas verbessern, kann aber ganz gut vernachlässigt werden.

Die Abhängigkeit der Eisenverluste von $\frac{E}{\omega}$ ist in Fig. 3 für die Frequenz 3800 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Hysteresisverluste etwas größer sind, als die Wirbelstromverluste.

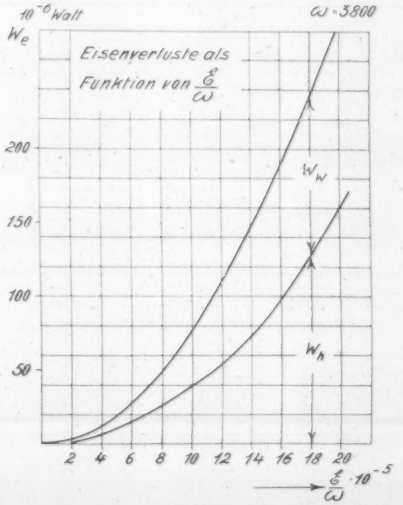


Fig. 3.

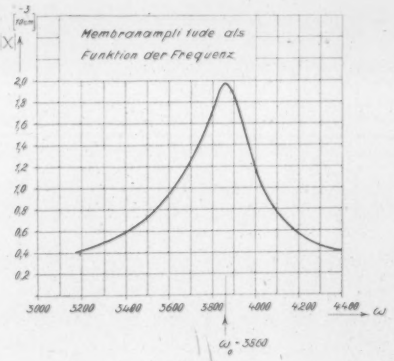


Fig. 4.

Fig. 4 gibt die Membranamplitude als Funktion der Frequenz wieder. Das Maximum liegt bei der Resonanzfrequenz $\omega_0 = 3860$ und be-

sitzt rund den fünffachen Wert der normalen Schwingungsweite. Die Berechnung erfolgt nach Gleichung (3) und (5).

Es ist

$$|X| = \frac{M I_0}{\sqrt{m(\omega^2 - \omega_0^2) + \omega^2 r^2}}.$$

Aus der Resonanzkurve entnimmt man

$$R'_{max} = \frac{M^2}{r}.$$

Der Bewegungswiderstand r ist $r = m\omega_0 \mathfrak{d}$; die Dämpfung $\mathfrak{d}$ kann aus der Resonanzkurve ermittelt werden gemäß der Beziehung

$$\frac{R'_{max}}{R'} = 1 + \left(\frac{2s}{\mathfrak{d}}\right)^2;$$ siehe Fig. 5[1]).

s bedeutet abkürzend $\frac{\omega_0}{\omega} - 1$.

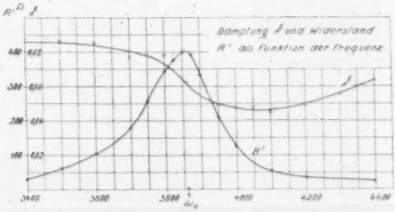


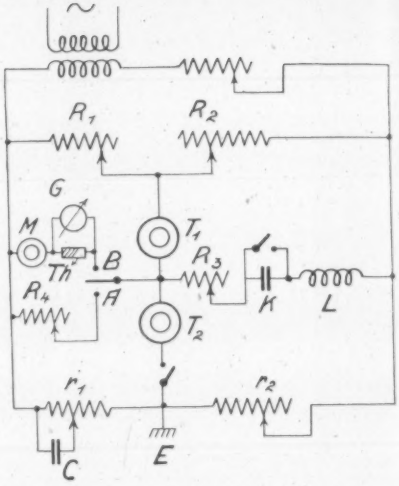
Fig. 5.

Der Ausdruck für die Membranamplitude nimmt dann die Form an

$$|X| = \frac{I_0}{\omega\sqrt{r}} \cdot \sqrt{\frac{R'_{max}}{\left[\frac{s}{\mathfrak{d}}\left(1 + \frac{\omega}{\omega_0}\right)\right]^2 + 1}}.$$

Um r berechnen zu können, muß man noch die Schwingungsmasse m kennen. Poincaré hat für die am Rande eingeklemmte Membran die Beziehung[2]) $m = G/5$ gefunden. (G = Membrangewicht.) Bei dem untersuchten Hörer war $m = 0{,}251$ g.

Zum Schluß sei noch über die Versuchsanordnung Einiges gesagt. Die Messung der reellen und imaginären Anteile des Scheinwiderstandes erfolgte nach dem Vorgange von K. W. Wagner[3]) in einer Brückenanordnung nach Fig. 6. Der Strom wurde durch ein Thermoelement in Verbindung mit einem Galvanometer gemessen. Der Brücke parallel lag eine Hilfsbrücke[4]) zur Beseitigung der störenden Wirkung der Erdkapazitäten. Als Stromquelle



Es bedeutet
M Meßobjekt.
R_1, R_2, R_3, R_4 Normalwiderstände.
K, L Normal-Kondensator bzw. -Induktivität.
r_1, r_2 C Widerstände und Kondensator der Hilfsbrücke.
Th, G Thermoelement und Galvanometer.
T_1, T_2 Fernhörer zum Abgleichen der Haupt- und der Hilfsbrücke.
Umschalter nach A: Frequenzmessung.
Umschalter nach B: Objektmessung.

Fig. 6.

diente ein Röhrensender; die Frequenz ist dann außerordentlich konstant. Sie war durch einen Kondensator leicht regelbar und wurde, wie aus dem Schaltbild zu ersehen ist, gleich in der Brücke gemessen[1]). Diese Frequenzmessung ist sehr genau, was besonders dann von Wichtigkeit ist, wenn der Gang der Messung kleine Frequenzschritte erfordert.

Zusammenfassung.

Bei der Aufnahme von Resonanzkurven an Telephonen läßt man zweckmäßig den Strom konstant. Hierdurch werden theoretisch einfache Verhältnisse erreicht und die sichere Durchführung der Messungen erleichtert. Wirbelstrom- und Hysteresisverluste lassen sich durch Versuche bei festgehaltener Membran trennen. Es werden Versuchsergebnisse mitgeteilt und eine geeignete Meßanordnung beschrieben.

1) Lichte, Zeitschr. f. techn. Phys. **2**, 12, 1921.
2) L'éclairage éléctrique **L**, 259, 1907.
3) Elektrotechnische Ztg. **32**, 81, 1911.
4) Elektrotechnische Ztg. **32**, 1001, 1911.

1) Heydweiller u. Hagemeister, Verh. d. D. Phys. Ges. 1916, S. 52; K. Küpfmüller, Telegr. u. Fernspr.-Technik **8**, 124, 1919.

(Eingegangen 16. Juli 1921.)

Temperatur und Bandenspektrum.

Von W. Steubing.

(Mit Tafel IV u. V.)

Von der Voraussetzung ausgehend, daß die Bandenspektra typische Molekülspektra sind — eine Ansicht, die heute wohl ziemlich anerkannt ist — erscheint die Fragestellung berechtigt, welchen Einfluß die absolute Temperatur eines leuchtenden Dampfes auf das von ihm ausgesandte Bandenspektrum hat auch dann, wenn das Spektrum durch elektrische Anregung erzeugt ist.

Denn gleichgültig, ob man das Problem vom Standpunkt der Bohrschen Theorie und Atommodelle behandelt oder andere Vorstellungen von Aufbau und Emission des Spektrums zugrunde legt, so bleibt bei obiger Voraussetzung die Tatsache bestehen, daß die thermische Dissoziation in vielen Gasen und Dämpfen den Molekülverband lockert und zerstört, und diese Vorgänge in den von ihnen ausgestrahlten Spektren sich widerspiegeln müssen.

Welcher Art diese Einwirkung ist, unter welchen Verhältnissen sie sich besonders bemerkbar machen kann und wird, ist eine zweite Frage, deren Beantwortung durch das Experiment von besonderer Wichtigkeit für die heutige Atomtheorie und die Molekülmodelle ist.

Wenn man die neueren Atommodelle zur Grundlage nimmt, so wird man folgendes beachten müssen.

Zunächst kann es sich bei Bandenspektren, die im sichtbaren oder ultravioletten Gebiet liegen, nicht um reine Wärme-(Rotations-)Spektren handeln, sondern um Elektronenschwingungen solcher Elektronen, die am Molekülverband teilhaben, und diese Elektronen sind in ihrer stabilen Lage in erster Linie abhängig von der gegenseitigen Lage und Bindung der Atomkerne. Nur dann, wenn man das zwei- oder mehratomige Molekül als ein absolut starres Gebilde ansieht, dessen Dissoziation explosionsartig vor sich geht, beim Überschreiten einer bestimmten Temperatur, wird man keine Änderung im Bandenspektrum erwarten können außer einer allmählichen Intensitätsabnahme mit der steigenden Temperatur infolge stetiger Verminderung der Zahl der Emissionszentren.

Im andern Falle, wenn man dem Molekül, d. h. den in ihm gebundenen Atomen bzw. ihren Kernen eine gewisse Schwingungsmöglichkeit einräumt, muß die jeweilige Temperatur ihren Einfluß äußern, da mit steigender Temperatur, schon ehe es zum eigentlichen Molekülzerfall kommt, die thermisch aufgenommene Energie die Kernschwingungen befördern und die von der Kernlage abhängigen Bandenelektronen beeinflussen wird. Hierbei ist wieder zu entscheiden, ob man die Kernschwingungen quanteln oder kontinuierliche Übergänge annehmen will. Je nachdem muß natürlich die Wirkung auf das Spektrum verschieden ausfallen.

Im Folgenden ist nun zunächst am Jodbandenspektrum diese Untersuchung durchgeführt, und zwar an der positiven Säule im Glimmstrom. Der Joddampf schien mir besonders geeignet, weil einmal genügende Unterlagen über die Art und Erzeugung des Spektrums vorlagen und anderseits der Joddampf besonders leicht dissoziierbar ist, also durch Variation der Temperaturen in verhältnismäßig engen Grenzen die Änderungen verfolgbar sein mußten.

Die Untersuchung an der positiven Säule durchzuführen hat gegenüber der Untersuchung des entsprechenden Absorptionsspektrums noch den Vorteil, daß man nicht nur die beginnende und fortschreitende thermische Dissoziation optisch in allen Gebieten des Spektrums verfolgen kann, sondern daß man gleichzeitig den Gasdruck, die Reinheit des Dampfes sowie alle Änderungen (Schwankungen) an der elektrischen Leitfähigkeit, die mit dem Auftreten anderer Elektrizitätsträger auftreten können, gleichzeitig beobachten, ferner daß man unabhängig von der Schichtdicke bzw. dem Dampfdruck arbeiten, also mehr Untersuchungsvariationen vornehmen kann.

Versuchsanordnung.

Die photographischen Aufnahmen wurden mit einem an anderer Stelle beschriebenen großen Spektrographen[1]) gemacht, mit der einzigen Änderung, daß an Stelle des dort beschriebenen Compoundprismas zeitweilig ein großes Rowlandplangitter von 16000 Lines to the inch, sowie ein aus Mitteln des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik beschafftes lichtstarkes Flintprisma von 60° brechendem Winkel Verwendung fand.

Als Plattenmaterial benutzte ich, da das Untersuchungsgebiet weit ins Rot hineinreicht, teils selbst sensibilisierte Hauff-Ultrarapid-Platten (gebadet in Pinachrom oder Pinacyanolblau), teils englische Wratten Panchromatic-Platten.

Zur visuellen Beobachtung des Spektrums während der Aufnahmen bei verschiedenen Temperaturen diente ein kleines Handspektroskop sowie ein großes lichtstarkes, nach Wellenlängen geeichtes Gradsichtspektroskop[2]) von Schmidt & Haensch.

Die benutzten Entladungsröhren hatten

1) Ann. d. Phys. IV, 58, 67, 1919.
2) Ebenda S. 65.

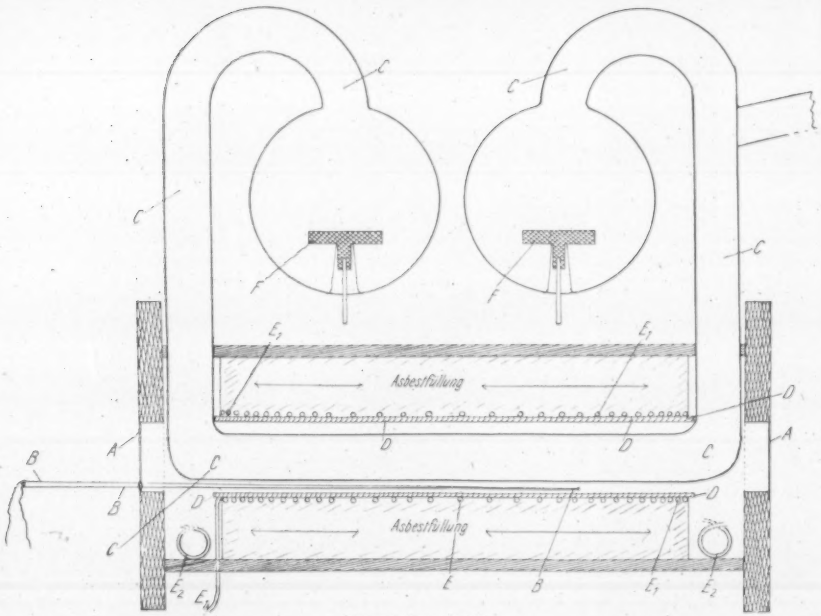


Fig. 1. Querschnitt.

Kohleelektroden meist von Plattenform (vgl. Figur), die, wie an anderer Stelle beschrieben, behandelt und eingesetzt waren und die Querschnitte der zylindrischen Röhren variierten zwischen 2 cm und 1 mm.

Die Beobachtungen bzw. Aufnahmen an der positiven Säule geschahen teils in Längsdurchsicht, teils normal senkrecht zur Entladungsröhre.

Für letzteren Zweck hatte der anfänglich benutzte elektrische Ofen eine horizontale Öffnung, während der später gebrauchte in Längsdurchsicht horizontal Verwendung fand. Die Beobachtungsöffnungen waren in allen Fällen durch Glimmerfenster in Asbestschiefer geschützt, um Luftströmungen zu vermeiden.

Die Temperaturmessung geschah mit einem Thermoelement aus Eisenkonstantan, dessen Enden eisgekühlt in einer Dewarflasche sich befanden und dessen Ausschlag an einem geeichten Millivoltmeter von Siemens und Halske abgelesen wurde. Die Konstruktion des für diese Zwecke gebauten kleinen Ofens erhellt aus beistehenden Fig. 1 und 2.

A sind die in Asbestschiefer eingelassenen Fenster aus klarem Glimmer, *B* stellt das längs der ganzen Entladungsröhre *C*, soweit deren horizontaler Teil durch den Ofen verläuft, verschiebbare Thermoelement dar. Auf diese Weise war es möglich, die Temperatur an jeder Stelle des Ofens bzw. an jeder der Entladungs-

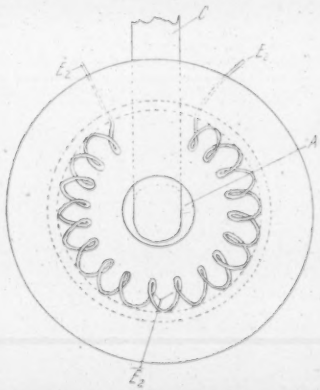


Fig. 2. Vorderansicht.

röhre zu messen, um sicher zu sein, daß bei den Beobachtungen ein gleichmäßig temperierter Teil der positiven Säule sein Spektrum aussandte.

So ließ sich auch die Temperatur des Ofens zu diesem Zweck genau einstellen. Um nämlich zu verhüten, daß ein merkbares Temperaturgefälle zwischen den Enden der Röhre nahe den Fenstern und der Mitte sich einstellen könnte, war zunächst der Heizdraht E^1 aus Chromnickel auf ein Messingrohr D (durch dünnen Glimmer isoliert) aufgewickelt. — In der Mitte in weiteren Abständen wie am Ende — und endlich mit gesonderter Stromzuführung eine kleine Heizspirale E^2 (deren Form und Lage an den Fenstern aus den Figuren erhellt), an beiden Enden des Ofens angebracht, die für sich so stark belastet wurde, daß sie den Temperaturabfall an den Enden, wo die positive Säule rechtwinkelig nach oben gebogen durch eine kleine Öffnung den Ofen verließ, wieder ausgleichen konnte (s. Fig. 2).

Die jeweils nötigen Stromstärken, um die stationäre Temperatur im ganzen Ofen zu erreichen, wurden in mehrstündigen Versuchen mit Hilfe des verschiebbaren Thermoelements festgestellt.

Der Heizdraht selbst war bifilar gewickelt, damit kein Magnetfeld, für das ja gerade Jod sehr empfindlich ist, die Entladung beeinflussen konnte.

In der Figur bedeuten F die in bekannter Weise eingeschmolzenen Kohleelektroden.

Die Entladungsröhre wurde im Ofen zusammengesetzt bzw. zurecht gebogen. Sie bestand aus gewöhnlichem Thüringer Glase, weshalb ich die Temperaturen nicht über 450° C steigerte, um ein Erweichen des Glases zu verhindern. Eine einmal gereinigte, bewährte Röhre hielt wochenlang allen Anforderungen von Strom und Heizen stand, ohne daß die Reinheit des Spektrums und die Klarheit des Glases beeinträchtigt wurde.

Bei den Aufnahmen stand der Ofen mit der Röhre unmittelbar vor dem Spalt des Spektrographen.

Die Entladungsröhre hatte einen seitlichen Ansatz mit festem Jod, der in ein besonderes Dewargefäß tauchte, um den Dampfdruck auf dem jeweils gewünschten Betrag zu halten.

Zum Evakuieren und Reinigen diente ein Luftpumpenaggregat von Gaede (Kapselpumpe und rotierende Quecksilberpumpe).

Die vollständig gereinigten Röhren wurden danach abgeschmolzen. Betrieben wurden die Röhren mit Hochspannungsgleichstrom von einer Maschine bis 4800 Volt Spannung.

Die Ergebnisse.

Das Spektrum der positiven Säule im Jod ist schon an anderer Stelle von mir beschrieben worden. Es besteht aus zwei wesensverschiedenen Teilen: A dem Bandenspektrum vom Rot bis Grün (identisch mit dem Jodfluoreszenzspektrum), B einem kontinuierlichen Spektrum von großer Intensität, beginnend im Blaugrün bis ins Ultraviolett verlaufend.

Da das menschliche Auge gegen Blauviolett sehr wenig empfindlich ist, wird das Aussehen der positiven Säule wesentlich vom ersteren Teil, „dem Bandenspektrum" beeinflußt und erscheint gelblich-grün.

Steigert man jetzt die Temperatur, so ändert sich schon für das unbewaffnete Auge das Spektrum, d. h. die positive Säule nimmt — soweit sie sich auf höherer Temperatur befindet — einen violett-bläulichen Farbton an, während die außerhalb des Ofens befindlichen Teile unverändert die ursprüngliche Farbe beibehalten.

Die Beobachtung mit dem Spektroskop zeigt dabei folgendes:

Die Intensität des Bandenspektrums nimmt ab, zunächst im grünen Teil, dann sich allmählich über das ganze Bandenspektrum ausdehnend, bis nur noch Reste im Rotorange (bei der angegebenen Temperaturgrenze von 450° C) zurückbleiben. Gleichzeitig nimmt die Intensität des kontinuierlichen Spektrums noch zu, sodaß dessen Farbe den bläulich-violetten Ton bedingt. Aber wesentlich wichtiger ist die Tatsache, daß das Verschwinden der Banden gepaart ist mit dem Hervortreten einzelner Linien aus ihnen, die um so intensiver erscheinen, je mehr das Spektrum den eigentlichen Bandencharakter verliert.

Diese Erscheinung ist weiterhin im Spektrogramm festgehalten worden. — Wie man aus den angegebenen Reproduktionen bzw. Schwärzungskurven ersieht, ist eine einfache Gesetzmäßigkeit dabei nicht erkennbar, wohl aber kann es bei sorgfältigen Vergleichen keinem Zweifel unterliegen, daß es tatsächlich Bandenlinien sind, die bis zur angegebenen Temperatur bestehen bleiben, denn weder treten im übrigen Teil des ganzen sichtbaren Spektrums neue Linien auf, die ein neues Linienspektrum ankündigen würden (nur die schon vorhandenen erscheinen relativ oder absolut verstärkt), noch ist zu bestreiten, daß jede dieser Linien in den Banden schon bei niedrigster Temperatur vorhanden ist. Aber es sind keineswegs Linien, die als Bandenköpfe oder sonstwie eine ausgezeichnete Lage zu haben scheinen, auch sind sie nicht in erkennbar einfacher Weise in das Bandensystem eingeordnet.

1) Ann. d. Phys. IV, 64, 677, 1921.

Die wachsende Farbenänderung an der positiven Säule läßt sich in obiger Anordnung systematisch verfolgen, wenn man in gleichen Temperaturintervallen, die im elektrischen Ofen sich befriedigend konstant herstellen lassen, das Spektrum auf ein und derselben Platte aufnimmt. Eine derartige Platte, die das Bandenspektrum bei 100° C, 200° C, 300° C zeigt, wurde bei den Registrierkurven, Tafel V *A, B, C, D*, benutzt, und die Kurven stellen in fast achtfacher Vergrößerung der Originalplatte einen Teil des Rot im Bandenspektrum (etwa zwischen den Grenzen λ 6000 bis λ 6600 dar. Die Kurven sind nach Möglichkeit so untereinander orientiert, daß gleiche Bandenlinien in einer Vertikalen liegen (vgl. die punktierten Linien der Figur).

Die Höhe der Ordinate ist ein Maß für die Schwärzung der einzelnen Linien, also auch für die Intensität und der Abfall der Kurven (da die Empfindlichkeit und Meßgeschwindigkeit bei allen Platten konstant gehalten wurde), ein Maß für die Schärfe des Spektrums.

Zunächst sieht man bei einem Vergleich der Absoluthöhe der einzelnen Kurven, daß diese kontinuierlich heruntergeht, entsprechend dem allmählichen Verschwinden des Bandenspektrums infolge wachsender Dissoziation, d. h. Abnahme der Bandenträger.

Vergleicht man ferner die einzelnen Banden, deren einzelne Linien nicht scharf getrennt sind, da bei dieser Dispersion (8,9 AE pro mm) keine genügende Auflösung erfolgen kann, so sind beim Vergleich in einer Vertikalkolumne die zusammengehörigen an der Form der Schwärzungskurve, die den Intensitätsverlauf in jeder Bande widerspiegelt, deutlich zu erkennen, gleichzeitig bemerkt man aber, wie diese Kurve schärfere und definiertere Gestalt annimmt, ja, einzelne Bandenlinien als besonders bevorzugt von Kurve zu Kurve an Intensität und Schärfe wachsen bis schließlich (bei noch höherer Temperatur) nur noch einzelne Restlinien als Gerippe des ursprünglichen Bandenspektrums bleiben würden.

Eine gewisse Ausnahme bildet hierbei Kurve *C* entsprechend dem Spektrum bei 300°.

Zwar sind auch hier die „bevorzugten" Linien entsprechend ihrer Absolutintensität deutlich erkennbar, aber im übrigen zeigt die Kurve des Spektrums einen auffallend verwaschenen Verlauf gegenüber ihren Nachbarn.

Die Erklärung liegt in folgendem:

Während der Aufnahme mußte infolge einer Störung der Maschine vorübergehend ausgeschaltet werden und schwankte nach dem Wiedereinschalten der Gasdruck während einiger Minuten. Diese Schwankung im Gasdruck (nur entsprechend einem Sättigungsdruck des Jods zwischen 15° und 18° C) genügte, wie sich auch bei anderen Aufnahmen feststellen ließ, um die einzelnen Bandenlinien gegenseitig zu stören. Es ist natürlich völlig ausgeschlossen, für die Unschärfe und Verbreiterung der Linien das Dopplersche Prinzip oder ähnliche bekannte Vorgänge heranzuziehen, man muß vielmehr annehmen, daß bei der Emission dieses Bandenspektrums, das sich als Superposition der zahlreichen Emissionszentren darstellt, der jeweilige Molekular- oder Quantenzustand der einzelnen Träger maßgebend ist. Dieser Zustand der Moleküle ist seinerseits abhängig von der Temperatur, die im Dampf herrscht, d. h. der mittleren kinetischen Energie, mit der die einzelnen Moleküle zusammenstoßen und anderseits von dem Dampfdruck, d. h. der Häufigkeit der einzelnen Zusammenstöße.

Es ist anzunehmen, daß auch die große Masse der Jodmoleküle eine wichtige Rolle dabei spielt.

Damit wird auch die bessere Definition des Spektrums bzw. der Einzellinien mit wachsender Temperatur verständlich. Mit vermehrter Dissoziation nimmt nicht nur die Zahl der Moleküle „der Bandenträger" als solcher ab, sondern — bei konstantem Druck — es erfolgen jetzt bedeutend weniger Zusammenstöße zwischen einzelnen Jodmolekülen als zwischen Molekülen mit Atomen geringerer Masse bzw. Elektronen. Man darf dabei nicht an eine Beeinflussung des Spektrums während der Emission des einzelnen Moleküls denken, denn da die Leuchtzeit insgesamt nur 5×10^{-8} Sek. beträgt, so ist durch eine Überschlagsrechnung zu ersehen, daß die Stoßzeit der Moleküle von so viel höherer Größenordnung ist (10^{-5} Sek.), daß der Stoß auf den Emissionsvorgang selbst keinen Einfluß haben kann. Man muß aber weiterhin schließen, daß eine genau gleiche Erzeugung dieses Bandenspektrums, was gleichzeitig Anzahl, Intensität und Schärfe der einzelnen Linien angeht, eine Unmöglichkeit ist, da selbst bei strengster Innehaltung aller äußeren Bedingungen wie Strom, Temperatur und Druck es eine Frage der Beobachtungs- bzw. Aufnahmezeit ist, bis durch statistische Häufung der Vorgänge das genau gleiche Spektralbild erzeugt wird. Weitere Versuche in dieser Richtung sind in Vorbereitung.

Daß die obige Darstellung auf das vollständige Bandenspektrum nicht allein auf den in vier Kurven besprochenen roten Teil zutrifft, lehrt die Kurvendarstellung Tafel IVa u. b, die das vollständige Spektrum (auf einer anderen Platte bei 100° und 400° C erhalten) wiedergibt in ähnlicher Weise und gleichem Maßstab

aufgenommen, nur wegen der Wiedergabe entsprechend verkleinert. Jede der beiden Kurven ist aus vier Registrierplatten zusammengesetzt, daher sind an den Zusammensetzstellen kleinere Stücke des Spektrums herausgefallen und der Absolutwert der Abszissen nicht zuverlässig. Ein Vergleich bestätigt das oben angeführte auch bei diesen Aufnahmen und besonders sei hervorgehoben, daß die 100°-Kurve der Tafel IV in ihrem roten Teil an der gleichen Stelle wie Tafel V *A* (100°) betrachtet, zwar einen ähnlichen, aber keinen identischen Schwärzungsverlauf mit dieser zeigt. (Es ist die Platte 1 in $1^1/_2$ und die Platte 2 in $^3/_4$ Stunden unter sonst gleichen Bedingungen erhalten worden.)

Es bleibt noch zu erwähnen, welches Verhalten der eingangs erwähnte zweite Teil des Spektrums der positiven Säule, das kontinuierliche Spektrum im Blauviolett mit geänderter Temperatur zeigt. Wie an anderer Stelle[1]) bereits hervorgehoben wurde, ist das Spektrum wirklich kontinuierlich, d. h. auch bei größter Dispersion keine Auflösung in Banden oder Linien möglich und reicht mit größter Intensität weit ins Ultraviolett hinein. Nach langen Wellen endet es mit einem jähen Intensitätsabfall in einer ziemlich scharf begrenzten Kante im Blaugrün, wie sie aus der Reproduktion erkenntlich ist. Dieser Abfall ist nicht etwa photographisch durch das Verhalten der sensibilisierten Platten bedingt, sondern stellt sich auch dem Auge in gleicher Weise dar.

Die Kante photographisch ganz genau festzulegen ist aus folgendem Grunde unmöglich: Bei schwacher Expositionszeit wird die eigentliche Kantenlage durch Unterexposition nach kurzen Wellen verschoben. Bei genügender Belichtung wird sie infolge der einseitigen Intensitätsverteilung durch Überstrahlung leicht nach der entgegengesetzten Seite verschoben erscheinen. Aus diesem Grunde erschien eine Bestimmung mit dem Auge noch zuverlässiger und wurde mit dem erwähnten Gradsichtspektroskop, das einen der in Spektrophotometern üblichen Okularschieber besaß, wie folgt vorgenommen. Es wurde der Schieber einseitig bis zur Mitte des Okulars (Fadenkreuz) vorgeschoben und durch Drehen der Wellenlängentrommel von Rot herkommend abgelesen, sobald eine Aufhellung am Rande des Schiebers im Blaugrün erkennbar war. In gleicher Weise wurde verfahren von Violett herkommend, sobald die letzte Spur des kontinuierlichen Leuchtens hinter dem Schieber verschwand. Durch Gabelung und Mittelwertsbildung aus zahlreichen Ablesungen wurde die Kante übereinstimmend mit den Messungen auf den Spektrogrammen bei 4800 A.E. ermittelt mit einem maximalen Fehler von ± 15 A.E. Wie zu erwarten war, zeigte dieser Teil des Spektrums, da er mit den Molekülen des Jods nichts zu tun hat, mit der Temperaturänderung nur insofern einen Einfluß, als mit wachsender Dissoziation seine Intensität stark zunahm, entsprechend dem Aussehen der positiven Säule für das unbewaffnete Auge. Eine Verschiebung der Kante war nicht festzustellen, ebensowenig traten Strukturänderungen im kontinuierlichen Grunde auf. Es sei bemerkt, daß die Untersuchung sich auf das sichtbare Spektrum beschränkte.

Die elektrischen Verhältnisse wurden, wie erwähnt, möglichst konstant gehalten, d. h. es wurde darauf geachtet, daß keine Schwingungen auftraten und keine diskontinuierlichen Entladungen, welche das Linienspektrum des Jods erzeugen können; besonderer Wert wurde auf konstante Stromdichte der Hochspannungsmaschine gelegt. Dabei zeigte sich, daß die Leitfähigkeit bei konstantem Druck mit wachsender Temperatur zunahm, entsprechend der mit wachsender Dissoziation zunehmenden Bildung neuer Elektrizitätsträger (Elektronen-Atomionen).

Das bei den Versuchen verwendete große Flintglasprisma sowie teilweise die Entladungsröhren wurden aus Mitteln des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik beschafft, wofür ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank ausspreche.

Ferner möchte ich Herrn P. P. Koch in Hamburg, der in freundlichster Weise sein Mikrophotometer zur Registrierung der Platten zur Verfügung stellte, sowie Herrn Goos, der so liebenswürdig war, die Registrierung damit durchzuführen, meinen besonderen Dank aussprechen.

Aachen, Physik. Inst. der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 15. August 1921.)

Das Spektrum der magnetischen Permeabilität des Eisens in dem Bereiche der Wellenlängen von 1 cm bis 1 km.

Von W. Arkadiew.

Im Jahre 1911 habe ich die Absorption der elektrischen Wellen an zwei parallelen Drähten gemessen und habe dabei gefunden, daß die magnetische Permeabilität von Eisen- und Nickeldrähten zu den kürzeren Wellen abfällt und sie die Werte 3,6 bzw. 0,85 bei der

1) Ann. d. Phys. IV, **64**, 677, 1921 u. Zeitschr. f. Phys. I, 428, 1920.

Wellenlänge von 1,3 cm annehmen kann[1]). Bei der Vergrößerung der Wellenlänge nimmt die Permeabilität zu und bei Wellen von 72,7 cm habe ich „μ" gleich 78 bis 92 für Eisen und 20 für Nickel gefunden. Die Stärke des Wechselfeldes wurde bei diesen Versuchen gleich ca. 0,2—8 Gauß. Dieses Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften habe ich damals durch die Eigenschwingungen der Elementarmagnete zu erklären gesucht und mittels der Theorie des elektromagnetischen Feldes in ferromagnetischen Metallen[2]) konnte ich Schlüsse über die Eigenperiode, Dämpfung, Größe und Reibung der Elementarmagnete in Nickel und Eisen ziehen. Mittels meiner Theorie hat neuerdings R. Gans[3]) die Ergebnisse von Loyarte betreffend eines Nickeldrahtes bearbeitet und qualitativ dieselben Resultate, wie ich, erhalten.

Jetzt möchte ich über die neueren Messungen von W. Kartschagin, die nach meiner Anregung ausgeführt worden sind, und diejenigen von K. Theodortschick und B. Wwedensky, die die von ihnen ausgearbeitete Anordnung zur Prüfung meiner theoretischen Ansichten angewandt haben, eine vorläufige Mitteilung machen.

Kartschagin untersuchte mittels eines Thermoelementes die Absorption elektrischer Wellen in zwei parallelen Eisendrähten im Bereiche der Wellenlängen von 2,2 m bis 42 m. Die Wellenenergie wurde mittels der gedämpften Funkenentladungen von Kondensatoren erregt. Die Permeabilität wurde bei der Feldstärke von einigen Gauß gemessen. Theodortschick und Wwedensky haben die Permeabilität mittels ungedämpfter Wellen von 54 m bis 705 m Länge in Wechselfeldern von ca. 0,01 bis 0,1 Gauß gemessen. Sie haben die Änderung der Selbstinduktion bestimmt, die bei der Einführung von einigen dünnen Eisendrähten in eine Spule auftritt. Bei der Berechnung von „μ" wurde die Wirbelstromwirkung berücksichtigt[4]). Die Resultate, die der Drahtdicke $d = 0{,}043$ mm, 0,1 mm und 0,5 mm angehören, sind in der Fig. 1 dargestellt. In Gebieten, wo das Spektrum nicht

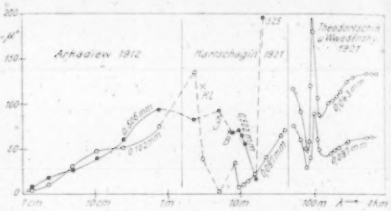


Fig. 1.

hinlänglich ausführlich erforscht zu sein scheint, sind die Punkte durch strichpunktierte Gerade miteinander verbunden.

Die früheren Messungen von mir, sowie die jetzigen von den genannten Beobachtern zeigen, daß der Verlauf der Kurve von der Drahtdicke stark beeinflußt wird. Die Kreuze Kl, J und B stellen die Werte dar, die aus den Arbeiten von Klemenčič[1]), John[2]) und Birkeland[3]) entnommen sind.

Die hier gegebenen Werte der Permeabilität „μ" sind in der Voraussetzung, daß die Magnetisierung keine Verzögerung gegen die Feldänderungen zeigt, berechnet. Diese Größe habe ich immer als „scheinbare Permeabilität" bezeichnet[4]), da sie noch die magnetische Leitfähigkeit enthält und je nach der Wahl der Meßmethode verschieden ansfallen kann.

Der Abfall der Permeabilität bei den Wellen von 500—150 m steht in quantitativer Zusammenstimmung mit der Erscheinung der magnetischen Viskosität in dünnen Eisendrähten, die jetzt mit den Beobachtungen von Wwedensky[5]) bestätigt ist. Der Verlauf der Kurve zeigt, besonders in dem Gebiete von 70 m bis 150 m den charakteristischen Gang der Dispersion, die für ferromagnetische Metalle schon längst berechnet und in Diagrammen dargestellt ist[6]).

1) Diese Zeitschr. **14**, 561, 1913; Ann. d. Phys. **58**, 105, 1919; Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T. **44**, 165, 1912; **45**, 103, 1913. Um bei den kürzeren Wellen die magnetischen Eigenschaften zu untersuchen, könnte man, wie in Versuchen von Hagen und Rubens (Ann. d. Phys. II, 873, 1903) die Reflexion der elektrischen Wellen von ferromagnetischen Metallen studieren. Deshalb habe ich im Jahre 1912 Herrn B. Milentz vorgeschlagen, die Lebensdauer der elektromagnetischen Strahlung von verschiedenen Wellenlängen in einem Hohlraume mit Messing- bzw. Eisenwänden zu vergleichen. Aus äußeren Umständen konnten die Versuche nicht fortgeführt werden.

2) W. Arkadiew, diese Zeitschr. **14**, 928, 1913; Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T. **45**, 312, 1913.

3) R. Gans u. R. Loyarte, Ann. d. Phys. **64**, 209, 1921.

4) J. Zenneck, Ann. d. Phys. II, 1135, 1903.

1) I. Klemenčič, Wied. Ann. **50**, 456, 1893; **53**, 707, 1894. $d = 0{,}452$ mm.

2) Ch. E. St. John, Phil. Mag. (5) **38**, 425, 1894; **39**, 297, 1895. $d = 0{,}785$ mm.

3) Kr. Birkeland, C. R. **116**, 625, 1893. $d = 0{,}205$ mm. Bei Klemenčič ist „μ" nach dem Widerstand der Eisendrähte berechnet und ist demjenigen von mir, Birkeland und Kartschagin analog. Das letztere ist mittels meiner Formel (Ann. d. Phys. **58**, 132, 1919) berechnet:

$$\mu = \frac{\lambda_0}{r}\left[138\,(1+\eta)\,\gamma\,\lg_{10}\frac{a}{\varrho} - 0{,}0029\,r\right]^2.$$

Die Werte $\eta = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0}$ wurden aus dem Versuch unmittelbar entnommen.

4) Diese Zeitschr. **14**, 561, 931, 933, 1913.

5) B. Wwedensky, Ann. d. Phys. **64**, 609, 1921.

6) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges., Phys. T. **45**, 322, Fig. 2, 1913. Diese Kurven sind jetzt für denselben Parameter bei Gans und Loyarte, l. c., Fig. 2, 3 und 4, angegeben.

Das Hauptresultat: Die Veränderlichkeit der Größe „u", die aus der angeführten Kurve ersichtlich ist, scheint zu zeigen, daß es nicht nur eine einzelne, sondern viele Eigenperioden der Elementarmagnete gibt.

Moskau, Physikalisches Imstitut der Universität, Mai 1921.

(Eingegangen 8. August 1921.)

Über Lichtquanten.

Von R. Emden.

Die Erscheinungen der Optik können bekanntlich nicht mehr auf eine Grundanschauung zurückgeführt werden; die einst allmächtige Undulationstheorie versagt auf weiten Gebieten, die durch Annahme von Lichtquanten einfach und restlos behandelt werden können. Trotzdem werden im Banne der Undulationstheorie die Lichtquanten gleichsam nur als Verlegenheitshypothese betrachtet, bestimmt, früher oder später wieder zu verschwinden. Der Zwiespalt, der sich durch den Gegensatz beider Anschauungen ergibt, kann meistens vermieden werden, wenn man sich jeweils konsequent auf den Boden derjenigen Theorie stellt, durch welche das betreffende Erscheinungsgebiet am einfachsten behandelt werden kann. So sollen im folgenden die Gesetze der Temperaturstrahlung auf Grundlage der Lichtquanten entwickelt werden, ohne daß die Darstellung durch Erinnerung an die Undulationstheorie im geringsten beeinflußt wird; diese soll für das folgende nicht existieren. (Von deren eigentlichen Erscheinungsgebieten, Interferenz und Beugung kann ja im Innern eines gleichmäßig temperierten Hohlraums nicht die Rede sein.) Auf die Gesetze von Kirchhoff und Lambert soll im Interesse der Raumersparnis nicht eingegangen werden; ihre Behandlung auf Grund der Lichtquanten ist durch das folgende ohne weiteres gegeben.

Wir nehmen also an, daß jeder Körper infolge seines Temperaturzustandes an seiner Oberfläche, vollkommen spiegelnde Stellen ausgenommen, Lichtquanten, Energieansammlungen im Betrage von ε Erg, $0 < \varepsilon < \infty$, auswirft, die geradlinig mit der Signalgeschwindigkeit $c = 3{,}10^{10}$ cm/sec den Raum durcheilen. Ihre Anzahl N sei so groß, daß gegebenenfalls N praktisch als kontinuierlich veränderliche Größen behandelt werden kann.

I. Masse und Impuls eines Lichtquantes.

Da ein Lichtquant mit der Signalgeschwindigkeit c sich bewegt, muß nach der Relativitätstheorie seine Ruhmasse gleich null sein. Ist sein gesamter Energiegehalt ε, so ist nach derselben Theorie seine träge Masse anzusetzen

$$m_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{c^2} \tag{1a}$$

und sein Impuls zu

$$m_\varepsilon c = \frac{\varepsilon}{c}. \tag{1b}$$

II. Der Strahlungsdruck.

Der gleichmäßig temperierte Hohlraum habe die Gestalt eines Zylinders von der Höhe H und dem Querschnitt F; seine Boden sei vollkommen spiegelnd. Lichtquanten vom Energiewert ε seien N_ε vorhanden, von denen sich jeweils $\frac{N_\varepsilon}{3}$ in Richtung der Zylinderachse bewegen; jedes gelangt in der Sekunde $\frac{c}{2H}$ mal zum Stoß an der Bodenfläche, wobei sein Impuls $m_\varepsilon c$ umgekehrt wird. An dieser wird also in der Zeiteinheit Impuls erzeugt im Betrage

$$2m\,c \cdot \frac{c}{2H} \cdot \frac{N_\varepsilon}{3},$$

so daß sich der Druck ergibt

$$p_\varepsilon = \frac{m_\varepsilon c^2 \cdot N_\varepsilon}{3HF} = \varepsilon \cdot \frac{N_\varepsilon}{3V}.$$

Ist die Anzahl der Teilchen in der Volumeinheit

$$\frac{N_\varepsilon}{V} = n_\varepsilon,$$

und bezeichnet $u_\varepsilon = n_\varepsilon \cdot \varepsilon$ die Energiedichte, so folgt

$$p_\varepsilon = \frac{n_\varepsilon \cdot \varepsilon}{3} = \frac{u_\varepsilon}{3}. \tag{2a}$$

Da der Zylinder durch innere Kräfte nicht in Bewegung gesetzt werden kann, gilt diese Beziehung nicht nur bei vollkommener Spiegelung, sondern bei beliebiger Oberflächenbeschaffenheit.

(In der kinetischen Gastheorie lautet die entsprechende Gleichung

$$p = \tfrac{2}{3} u,$$

da hier $\frac{1}{2} m v^2$, (nicht mc^2), gleich der kinetischen Energie gesetzt werden muß).

Haben wir es mit einem Bündel paralleler Strahlen zu tun, so ergibt an Stelle von (2a) eine leichte Überlegung

$$p_\varepsilon = u_\varepsilon. \tag{2b}$$

u_ε die in Wirklichkeit vorhandene Strahlungsdichte an der gestoßenen Fläche.

Der Gesamtdruck der Strahlung wird durch Summation aller Partialdrucke p_ε erhalten.

III. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz.

In einem Zylinder vom Volumen V seien Lichtquanten ε in der Energiedichte u_ε vorhanden; sein Energieinhalt ist dann $V \cdot u_\varepsilon$. Wird dieser (durch Temperatursteigerung) um $d(V \cdot u_\varepsilon)$ erhöht und gleichzeitig das Volumen gegen den Druck p_ε um dV vergrößert, so ist Wärme zuzuführen

$$dQ_\varepsilon = d(V \cdot u_\varepsilon) + p_\varepsilon dV = V du_\varepsilon + u_\varepsilon dV + p_\varepsilon dV.$$

Der Volumeinheit v also

$$dq_\varepsilon = du_\varepsilon + u_\varepsilon dv + p_\varepsilon dv.$$

Erfolgt die Ausdehnung isotherm, so ist $du_\varepsilon = 0$, und setzen wir in diesem Falle

$$dq_\varepsilon = r_\varepsilon dv,$$

so folgt für die Entwicklungswärme r_ε der Volumeinheit Strahlung (entsprechend der Verdampfungswärme der Masseneinheit Flüssigkeit)

$$r_\varepsilon = u_\varepsilon + p_\varepsilon$$

und mit Rücksicht auf (2a)

$$r_\varepsilon = \tfrac{4}{3} u_\varepsilon = 4 p_\varepsilon. \qquad (3a)$$

Wird die Volumeinheit isotherm und umkehrbar mit Strahlung erfüllt, so sind von der zuzuführenden Wärme 75 Proz. zur Erzeugung der Lichtquanten, 25 Proz. zur Ausdehnungsarbeit verwandt.

Ein Zusammenhang zwischen r_ε und der Temperatur T läßt sich leicht (wie bei einem Verdampfungsprozeß) in Form einer Clapeyronschen Gleichung gewinnen. Zur isothermen Volumvergrößerung bei der Temperatur T ist die Wärmemenge $r_\varepsilon dv$ zuzuführen. Der Innenraum des Zylinders werde nun mit vollkommenen Spiegeln ausgekleidet (wodurch die Zahl n_ε vorhandener Lichtquanten konstant gehalten wird) und durch isentrope Ausdehnung die Temperatnr um dT, der Druck entsprechend um $\frac{\partial p}{\partial T} dT$ erniedrigt. Durch eine anschließende isotherme, dann isentropische Kompression wird der kleine Kreisprozeß geschlossen. Er hat sich zwischen T und $T - dT$ abgespielt, die ins Spiel getretene Wärmemenge ist $r_\varepsilon dv$ und die geleistete Arbeit $dv \cdot \frac{\partial p}{\partial T} dT$, so daß sich die Clapeyronsche Gleichung ergibt

$$r_\varepsilon = T \frac{dp_\varepsilon}{dT}$$

und weiter mit Rücksicht auf (3a)

$$T \frac{dp_\varepsilon}{dT} = 4 p_\varepsilon$$

und daraus mit geeignet bestimmter Integrationskonstante

$$p_\varepsilon = \frac{a_\varepsilon}{3} T^4, \qquad (3b)$$

$$u_\varepsilon = n_\varepsilon \varepsilon = a_\varepsilon T^4, \qquad (3c)$$

$$r_\varepsilon = \frac{4 a_\varepsilon}{3} T^4, \qquad (3d)$$

$$s_\varepsilon = \frac{r_\varepsilon}{T} = \frac{4 a_\varepsilon}{3} T^3. \qquad (3e)$$

(s_ε = Entropie der Lichtquanten ε in der Volumeinheit). Dabei ist aber zu beachten, daß (wie unter V. näher ausgeführt) bei Temperatursteigerung nicht nur die Teilchenzahl n_ε vergrößert, sondern auch der Energiegehalt jedes Teilchens gesteigert wird. Ist die Strahlung in bezug auf ε gemischt, so ist über die Teilbeträge p_ε, u_ε, r_ε, s_ε zu summieren. Dabei ergibt sich leicht das Stefansche Gesetz in der gebräuchlichsten Form $E = \sigma T^4$.

(Mit $p = \frac{2}{3} u$ würde (3a) $r_\varepsilon = \frac{8}{3} p_\varepsilon$ lauten, so daß an Stelle von T^4 im Stefanschen Gesetze $T^{4,5}$ auftreten würde).

IV. Die Isentrope der Temperaturstrahlung.

Entropieinhalt des Volumens V bei der Temperatur T gibt sich für die Lichtquanten ε zu

$$S_\varepsilon = V s_\varepsilon = \frac{4 a_\varepsilon}{3} V T^3$$

und muß bei isentroper Behandlung konstant bleiben, so daß sich ergibt

$$T^3 V = \text{const} \qquad (4a)$$

und mit Rücksicht auf (3b)

$$p_\varepsilon T^{-4} = \text{const} \qquad (4b)$$

folgt weiter

$$p_\varepsilon V^{4/3} = \text{const} \qquad (4c)$$

$$u_\varepsilon V^{4/3} = \text{const}. \qquad (4d)$$

Diese Gleichungen sind identisch mit den Isentropen eines vollkommenen Gesetzes mit

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{4}{3}.$$

[Ausgehend von $p_\varepsilon = \frac{2}{3} u_\varepsilon$ wären wir zu einer Stelle von (4c) zu $p_\varepsilon V^{5/3}$ gelangt, also zur Isentrope eines einatomigen Gases, $\varkappa = \frac{5}{3}$.]

V. Das Wiensche Verschiebungsgesetz.

Da die Temperaturstrahlung durch die Temperatur in jeder Hinsicht eindeutig bestimmt ist, wird bei Steigerung der Temperatur T auf T' das Endprodukt der Strahlung dasselbe, gleichgültig auf welche Weise die Temperatursteigerung bewirkt wird. Der Übergang von T zu T' läßt sich bei isentroper Behandlung am leichtesten

überblicken und findet seinen Ausdruck in dem Wienschen Verschiebungsgesetze.

Behandeln wir die Strahlung vom Volumen V isentropisch (vollkommen spiegelnde Innenwandung), so haben wir (4d)

$$u_\varepsilon V^{4/3} = \text{const.}$$

Da aber

$$u_\varepsilon = \frac{N_\varepsilon \cdot \varepsilon}{V},$$

folgt

$$\left(\frac{N_\varepsilon \cdot \varepsilon}{V}\right) V^{4/3} = \text{const.}$$

Die Lichtquantenhypothese findet ihren Ausdruck darin, daß bei isentroper Behandlung (vollkommen spiegelnde Innenwandung) N_ε konstant bleibt. Also ergibt sich

$$\varepsilon V^{1/3} = \text{const} \tag{5a}$$

und weiter mit Rücksicht auf Gl. (4a)

$$\frac{\varepsilon}{T} = \text{const.} \tag{5b}$$

Diese Gleichung ist von so fundamentaler Bedeutung, daß wir sie noch auf andere Weise ableiten. Bei isentroper Kompression (vollkommen spiegelnder Innenwandung) wird die ganze Kompressionsarbeit $-p_\varepsilon dV$ zur Steigerung der Strahlungsenergie um den Betrag $d(N_\varepsilon \cdot \varepsilon)$ verwandt, oder da N_ε konstant, zu $N_\varepsilon d\varepsilon$.

$$-p_\varepsilon dV = N_\varepsilon d\varepsilon. \tag{5c}$$

Da aber nach IV. $p \sim T^4$, $V \sim \frac{1}{T^3}$, ergibt sich

$$dT \sim d\varepsilon; \quad \frac{\varepsilon}{T} = \text{const.} \tag{5d}$$

Diese Beziehung ist der allgemeinste Ausdruck des Wienschen Verschiebungsgesetzes: Der Energiebetrag eines jeden einzelnen Lichtquantes ändert sich bei beliebig herbeigeführter Temperaturänderung der Strahlung proportional der Temperatur T. (Ausgehend von dem Ansatze $p = \frac{u}{3}$ würde sich dasselbe Gesetz ergeben.)

Die Hohlraumstrahlung von der Temperatur T werde spektral zerlegt. Als Abszissen tragen wir Strecken $\sim \varepsilon$, $0 < \varepsilon < \infty$, auf, als Ordinaten Strecken $u_\varepsilon = n_\varepsilon \varepsilon$ so bemessen, daß nunmehr

$$u_\varepsilon d\varepsilon = n_\varepsilon \cdot \varepsilon d\varepsilon$$

die Energie der Strahlung ε, genauer der Strahlung in dem Intervalle ε bis $\varepsilon + d\varepsilon$ darstellt. Steigern wir die Temperatur auf T', so steigern die Lichtquanten ε ihren Energiegehalt ε auf ε' gemäß dem Wienschen Gesetze (5b), so daß

$$\varepsilon' : \varepsilon = T' : T$$

und die Breite des Intervalles $d\varepsilon$ ändert sich in $d\varepsilon'$

$$d\varepsilon' : d\varepsilon = T' : T.$$

Da aber nach (3c)

$$(u_\varepsilon d\varepsilon)' : (u_\varepsilon d\varepsilon) = T'^4 : T^4,$$

folgt

$$u_\varepsilon' : u_\varepsilon = T'^3 : T^3 = \varepsilon'^3 : \varepsilon^3, \tag{5d}$$

$$(n_\varepsilon \varepsilon)' : (n_\varepsilon \varepsilon) = T'^3 : T^3 = \varepsilon'^3 : \varepsilon^3,$$

$$n_\varepsilon' : n_\varepsilon = T'^2 : T^2 = \varepsilon'^2 : \varepsilon^2. \tag{5e}$$

Die Anzahl der Teilchen in dem Intervalle ε bis $\varepsilon + d\varepsilon$ wächst also $\sim T'^2$. Da ferner Sattelwerte der Energiekurven bei Temperaturänderung offenbar Sattelwerte bleiben, gilt auch speziell

$$\frac{\varepsilon'_{\max}}{T'} = \frac{\varepsilon_{\max}}{T} = \text{const.}$$

Diese Konstruktion findet ihren analytischen Ausdruck in den Beziehungen

$$u_\varepsilon = n_\varepsilon \cdot \varepsilon = T^3 f\left(\frac{\varepsilon}{T}\right) = \varepsilon^3 F\left(\frac{\varepsilon}{T}\right), \tag{5f}$$

$$n_\varepsilon = T^2 f\left(\frac{\varepsilon}{T}\right) = \varepsilon^2 F\left(\frac{\varepsilon}{T}\right). \tag{5g}$$

Die Funktionen selbst sind noch zu bestimmen.

VI. Die Plancksche Strahlungsformel.

Die stationäre Hohlraumstrahlung ist vor anderen Strahlungen durch maximale Entropie ausgezeichnet. Wir teilen bei der Temperatur T ihr Volumen in eine hinreichend große Zahl von Teilvolumina und bringen in diesen die in genügend großer Zahl N_ε vorhandenen Lichtquanten ε derart unter, daß V_0 Teilvolumina 0, V_1 Teilvolumina 1 und V_i Teilvolumina i Lichtquanten enthalten, derart, daß die Anzahl möglicher Komplexionen ein Maximum wird. Es ist also das Maximum der Entropie zu bestimmen unter den Bedingungen

$$\Sigma V_i = V,$$

$$\Sigma V_i \cdot i\varepsilon = N_\varepsilon \varepsilon = E.$$

Die Lösung gibt bekanntlich für den mittleren Energiegehalt eines Teilvolumens

$$\frac{\Sigma V_i i\varepsilon}{\Sigma V_i} = \frac{\Sigma i \cdot \varepsilon e^{-\frac{i\cdot\varepsilon}{kT}}}{\Sigma e^{-\frac{i\cdot\varepsilon}{kT}}} = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}.$$

Der Energiegehalt $u_\varepsilon d_\varepsilon = n_\varepsilon \cdot \varepsilon \cdot d\varepsilon$ der Volumeinheit ist dieser Größe proportional, und da die Zahl N_ε der zur Verteilung gelangenden Lichtquanten nach (5e) mit T^2, bzw. $g \cdot \varepsilon^2$ wächst, folgt an Stelle von (5f, 5g)

$$n_\varepsilon = \text{const}\ \frac{\varepsilon^2}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \qquad (6a)$$

und die Plancksche Strahlungsformel

$$u_\varepsilon = \text{const}\ \frac{\varepsilon^3}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \qquad (6b)$$

Bei konsequentem Festhalten an dem Standpunkt der Lichtquanten erübrigt sich (selbstverständlich) die Einführung des Wirkungsquantums h.

VII. Dopplereffekt.

Die Fläche 1 cm² wird von einem parallelen Strahlenbündel in Richtung der Normalen durchsetzt. In der Sekunde wird sie von c cm³-Strahlung, jeder n-Lichtquanten $\varepsilon = mc^2$ enthaltend, durchsetzt, so daß an Impuls $c \cdot n \cdot mc$ hindurchgeht, der aufgehalten einem Strahlungsdruck

$$p = n \cdot mc^2 = n\varepsilon = u$$

entspricht (Gl. 2b).

Bewegt sich die Fläche der Strahlung mit der Geschwindigkeit $\pm v$ entgegen, so steigt die Zahl hindurchgehender cm³ von c auf $c + v$, der hindurchgehende Impuls auf $(c \pm v) \cdot n \cdot mc$, entsprechend einem Druck

$$p' = n \cdot mc^2 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) = n\varepsilon' = u'.$$

Für die bewegte, auffangende Fläche treten die Lichtquanten ε als Lichtquanten ε'

$$\varepsilon' = \varepsilon \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \qquad (7a)$$

in Erscheinung (Dopplereffekt).

Dieselbe Beziehung ergibt sich, wie leicht ersichtlich, bei ruhender, auffangender, aber bewegter strahlender Fläche. Wie bei Umwandlung von ε in ε' durch Temperaturänderung, kommt diese Umwandlung durch Dopplereffekt in entsprechender Veränderung der trägen Masse m der Lichtquanten zustande.

VIII. Rotationen eines Lichtquants. Folgerungen.

Die isentrope Behandlung der Lichtquanten lieferte (4b):

$$p_\varepsilon V^\varkappa = \text{const}; \quad \varkappa = \frac{4}{3},$$

übereinstimmend mit der Isentropen eines dreiatomigen Gases. Wir haben also den Lichtquanten sechs Freiheitsgrade zuzuschreiben. Drei Freiheitsgrade stecken in der geradlinigen Bewegung; über die weiteren drei Freiheitsgrade können wir verfügen. Um diese unterzubringen, machen wir die einfachste Hypothese und lassen das Lichtquant um eine beliebige Achse rotieren. Diese Annahme führt zwangsläufig zu folgenden Ergebnissen. Die Gesamtmenge ε eines Lichtquants ist zu gleichen Teilen $\frac{\varepsilon}{2}$ vorhanden als kinetische Energie der geradlinig fortschreitenden Bewegung und kinetische Energie der Rotation. Bezeichnen wir mit Θ das Trägheitsmoment, mit ω die Winkelgeschwindigkeit und mit q die Tourenzahl, so folgt

$$\frac{1}{2}\Theta\omega^2 = \frac{1}{2}\Theta(2\pi q)^2 = \frac{\varepsilon}{2}. \qquad (8a)$$

Das Lichtquant muß als Rotator gequantelt werden. Sein Drehimpuls ist daher

$$\Theta\omega = \Theta 2\pi q = \frac{z \cdot h}{2\pi}; \quad z = 1, 2, 3 \ldots \qquad (8b)$$

(Diesen Drehimpuls verliert das ausstrahlende Teilchen.) Also folgten aus (7a) und (7b):

$$\omega = 2\pi q = \frac{2\pi\varepsilon}{zh}. \qquad (8c)$$

Setzen wir den Dimensionen entsprechend

$$\frac{\varepsilon}{h} = \nu\ \text{sec}^{-1} = \frac{1}{\tau\ \text{sec}} \qquad (8d)$$

So folgt für die Tourenzahl des Lichtquants

$$q = \frac{\nu}{z} \qquad (8e)$$

und im einfachsten Falle $z = 1$

$$z = \nu. \qquad (8f)$$

Führen wir noch den Trägheitsradius r ein, setzen also

$$\Theta = mr^2 = \frac{\varepsilon}{c^2} r^2,$$

so liefert (8a) unmittelbar

$$r\omega = c. \qquad (8g)$$

Jeder Punkt im Abstand r von der Drehachse bewegt sich also mit der Geschwindigkeit c; rollt das Lichtquant auf diesem Kreise (Trägheitskreis) ab, so bewegt es sich vorwärts mit Signalgeschwindigkeit c. Schreiben wir weiter durch Einführung von $\frac{\varepsilon}{h} = \nu$ (8c) in der Form

$$\omega = 2\pi q = \frac{2\pi\nu}{z},$$

so folgt aus (8g)

$$\frac{r \cdot 2\pi\nu}{z} = c,$$

und führen wir noch eine Strecke λ ein durch die Beziehung

$$v \cdot \lambda = c,$$

so folgt:

$$2\pi r = z \cdot \lambda \qquad (8h)$$
$$= \lambda \text{ für } z = 1.$$

Im einfachsten Falle $z = 1$ ergibt sich somit folgendes Resultat:

Liegt die Drehachse senkrecht zur Fortschreitungsrichtung; so bewegt sich das Lichtquant durch Abrollen auf dem Trägheitskreis mit der Geschwindigkeit c vorwärts, die Tourenzahl ist ν, durch jede Umdrehung wird in Richtung c eine Strecke λ abgesteckt, über welcher der betreffende Punkt des Trägheitskreises in der Zeit $\tau = \frac{1}{\nu}$ eine harmonische Schwingung ausführt (geradlinig polarisiertes Licht). Liegt die Rotationsachse in Richtung c, so legt jeder Punkt des Trägheitskreises mit der Tourenzahl ν je nach dem Drehsinn eine Rechts- oder Linksscheibe mit der Ganghöhe λ zurück, wie sie durch Fresnel zur Veranschaulichung zirkular polarisierten Lichtes eingeführt sind. Zwischenlagen ergeben elliptisch polarisiertes Licht. Im allgemeinen Falle sind Tourenzahl und Wegstrecke durch die Bezeichnungen $\frac{\nu}{z}$ und $z : \lambda$ gegeben, $z = 1, 2, 3 \ldots$.

IX. Anzahl der Lichtquanten in Kubikzentimeter.

Die Solarkonstante beträgt mit genügender Genauigkeit $2 \frac{\text{gramm cal.}}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$. Also sind enthalten:

$$\text{in 1 cm}^3 \text{ Sonnenlicht} = \frac{2 \cdot 4{,}19 \cdot 10^7}{60 \cdot 3.10^{10}}$$
$$= 4{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ Erg.}$$

Nach den Messungen von Abbot und Fowle liegt das Intensitätsmaximum der Sonnenstrahlung bei $\lambda = 0{,}470\ \mu$. Der Energiegehalt eines Lichtquantes dieser Art beträgt

$$\varepsilon = h\nu = \frac{6{,}5 \cdot 10^{-27} \cdot 3{,}10^{10}}{4{,}7 \cdot 10^{-5}} = 4{,}1 \cdot 10^{-12} \text{ Erg.}$$

Da es sich nur darum handeln kann, die Größenordnungen festzusetzen, nehmen wir an, die ganze Sonnenstrahlung bestehe nur aus dieser Quantenart. Dann folgt:
1 cm² Sonnenlicht in Erdentfernung von der Sonne enthält 10^7 Lichtquanten,
1 cm³ Sonnenlicht an der Sonnenoberfläche enthält $10^7 \cdot (200)^2 = 10^{11}$ Lichtquanten.

Die Dimensionen eines Lichtquantes, die sich nach VII von der Größenordnung λ ergaben, lassen diese große Anzahl erwarten. 1 cm² an der Grenze der Atmosphäre erhält also bei senkrechter Bestrahlung sekundlich 10^{17} Lichtquanten zugeführt, bei Schwächung des Lichtes auch 10^{-10} immer noch 10^7.

Die Ergebnisse der beiden letzten Abschnitte stehen in vollständigem Widerspruch zur Auffassung der Lichtquanten als Gebilde, in Anbetracht der Kohärenz von beträchtlicher Tiefendimension und in Anbetracht der Beugung von den Querdimensionen etwa eines Fernrohrobjektivs. Gerade ihre mit λ vergleichbare Größe und ihre ungeheure Zahl gestatten vielleicht, den Erscheinungen der Interferenz und Beugung durch Mittelwerte näher zu kommen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 13. August 1921.)

Zur Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen.

Eine Bemerkung zu der Arbeit von Alfred Schulze[1]).

Von W. Deutschmann.

In der oben erwähnten Arbeit gibt der Verfasser an, daß im Falle der Volumdilatation eine theoretische Ableitung derselben noch nicht erbracht sei. Ich bemerke dazu, daß ich selbst sie bereits zweimal gegeben habe, einmal in meiner, von Herrn Schulze selbst zitierten Dissertation auf S. 16 bis 20, wo ich sogar für den Fall, daß eine Dampfdruckkurve gar nicht vorliegt, die Berechnungsweise aus zwei Punkten der Dilatationskurve angebe; zweitens habe ich dasselbe Thema in meiner Arbeit „Dichte und spezifische Drehung von Flüssigkeitsgemischen mit einer optisch aktiven Komponente“[2]) behandelt. Dort gebe ich auf S. 430 folgende Formel (7): $\Delta V = (z^0_{s_2} - z_{s_2}) \cdot (z v_{s_1} - v_{s_2})$, eine Formel, welche bis auf die Bezeichnungsweise völlig mit der Formel (1) der Arbeit von Herrn Schulze übereinstimmt.

1) Diese Zeitschr. **22**, 177, 1921.
2) Zeitschr. phys. Chem. **96**, 428, 1920.

(Eingegangen 5. Juli 1921.)

Erwiderung auf die Bemerkung von W. Deutschmann zu meiner Arbeit über „Die Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen".

Von Alfred Schulze.

Herr Deutschmann nimmt Anstoß daran, daß ich in meiner Arbeit über die Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen[1]) behaupte, eine theoretische Ableitung derselben sei noch nicht erbracht. Ich hätte dabei allerdings hinzufügen müssen: „eine Ableitung mit Hilfe der Molenbrüche", wodurch wohl alles ohne weiteres geklärt ist. Unter Zugrundelegung der Dolezalekschen Anschauungen über das Verhalten zweier Flüssigkeiten beim Mischen, von denen die eine normal, d. h. rein monomolekular, die andere dagegen assoziiert ist, hat Herr Deutschmann allerdings eine Ableitung für die beim Mischen auftretende Volumdilatation erbracht; jedoch rechnet er mit den Molekülzahlen selbst, während ich die Rechnung mit Hilfe der viel anschaulicheren Molenbrüche durchgeführt habe. Diese Art der Rechnung, die zugleich auch ganz andere Überlegungen mit sich bringt, hat den Vorzug, daß in den resultierenden Ausdrücken für die Volumdilatation sowohl, als auch für die Molvolumina Größen auftreten, die in der allgemeinen Theorie der konzentrierten Lösungen immer wiederkehren und für die Berechnung der anderen physikalischen Eigenschaften der Mischungen von Wichtigkeit sind. Hierzu kommt noch, daß bei der Rechnung, mit den Molekülzahlen selbst für die reinen Komponenten unbestimmte Ausdrücke, wie z. B. $0:0$ auftreten, deren Werte erst durch Differentiation ermittelt werden müssen. All dies fällt bei der Rechnung mit den relativen Größen, den Molenbrüchen, fort. Aus diesem Grunde hat Dolezalek schon sehr bald das Rechnen mit den absoluten Molekülzahlen fallen lassen und die viel anschaulicheren Molenbrüche angewendet. Es lassen sich dann beispielsweise die Dampfspannungen, die Molekularrefraktion, die Molekularwärme, die Molvolumina der Mischungen lediglich als Funktion des Molenbruchs darstellen. Um die Theorie einheitlich zu gestalten, sollte man sich mithin allgemein der „analytischen" und der „wahren" Molenbrüche bedienen, was auch für eventuelle Beziehungen zwischen den einzelnen physikalischen Eigenschaften der Mischungen untereinander, über die ich in nächster Zeit ausführlich zu berichten denke, und auch für eine kinetische Theorie der Mischungen von großer Wichtigkeit ist. Deshalb habe ich auch in dem vorliegenden Fall die beim Mischen auftretende Volumdilatation mit Hilfe der Molenbrüche dargestellt, die bisher noch nicht erbracht war.

Charlottenburg, im Juli 1921.

1) Diese Zeitschr. **22**, 177, 1921.

(Eingegangen 28. Juli 1921.)

BESPRECHUNGEN.

Astronomie. Unter Redaktion von S. Hartmann; aus dem dritten Teile der „Kultur der Gegenwart". Verlag von B. G. Teubner. 640 S., 2 Tafeln u. 44 Abbildungen. Geb. einschl. Teuerungszuschlag M. 80.—.

Die großen Fortschritte der Physik in den letzten Jahren und die Umwälzungen, die die Grundlagen unserer Vorstellungen über das Weltbild erfahren haben und noch dauernd erfahren, werden es grade dem Physiker wünschenswert erscheinen lassen, sich eingehend und rasch über die Ziele und Erfolge der Astronomie, die ihrerseits z. T. angewiesen ist auf die Errungenschaften der theoretischen und praktischen Physik, informieren zu können. Ist doch die Sternenwelt in vielen Beziehungen ein Laboratorium, in dem uns physikalische Vorgänge in einer Großartigkeit vorgeführt werden, wie wir sie in unsern irdischen Laboratorien nie werden ausführen können. Das oben angeführte Buch wird daher in seiner Eigenart jedem Physiker besonders willkommen sein. Es besteht aus 12 Einzeldarstellungen aus der Feder bekannter Autoren. Neben den allgemein interessierenden Abhandlungen: „Die Entwicklung des astron. Weltbildes im Zusammenhange mit Religion und Philosophie" (F. Boll), „Die Zeitrechnung" (F. K. Ginzel), „Die Zeitmessung" (S. Hartmann), „Astronomische Ortsbestimmung" und „Die Beziehung der Astr. zu Kunst und Technik" (L. Ambronn), „Erweiterung des Raumbegriffes" (A. v. Flotow), „Mechanische Theorie des Planetensystems" (J. v. Hepperger) sei hier besonders hingewiesen auf die Abschnitte 7 bis 10 und 12, die dem Physiker besonders viel Anregungen geben werden. Sie behandeln: „Physische Erforschung des Planetensystems" (K. Graff), „Physik der Sonne" (E. Pringsheim), „Physik der Fixsterne" (P. Guthnick), „Das Sternsystem" (H. Kobold) und „Die Gravitation" (S. Oppenheim). Über die Arbeiten und Theorien des grauen Altertums bis zu den uns jetzt bewegenden Fragen, z. B. der viel umstrittenen Relativitätstheorie und ihrer Beziehung zur Astronomie, geben uns die 12 Abschnitte, die jeder für sich eine geschlossene wertvolle Abhandlung bilden, eingehend und doch leicht lesbar Auskunft. Ein reicher Literaturnachweis am Ende eines jeden Abschnittes erleichtert ein weiteres Studium einzelner Fragen. B. Meyermann.

Hans Schimank, Gespräch über die Einsteinsche Theorie. Berlin, S. Seemann Verlag. 1920.

Allgemeinverständliche Darstellung der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie in Form einer Teeunterhaltung. M. Abraham.

Richard Zsigmondy, Kolloidchemie. Ein Lehrbuch. Dritte vermehrte und zum Teil umgearbeitete Auflage. Mit einem Beitrag: Bestimmung der inneren Struktur und der Größe von Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen von P. Scherrer. XVI u. 429 S., 7 Tafeln und 58 Figuren im Text. Leipzig, Verlag von Otto Spamer. 1920.

Für die wachsende Bedeutung der Kolloidchemie spricht es, daß der zweiten Auflage des vorliegenden Werkes schon nach zwei Jahren die dritte folgen konnte. Es ist zugleich ein Beweis, daß die vom Verfasser verwendete Art der Darstellung, die Hervorhebung der gesicherten Tatsachen und die vorsichtige Abwägung in Heranziehung von Theorie und Hypothese allgemeinen Beifall gefunden hat.

Das Buch wendet sich in erster Linie an Chemiker. Eine Besprechung an dieser Stelle rechtfertigt sich aber durch die immer zahlreicher und enger werdenden Beziehungen, die die Kolloidchemie mit der Physik verknüpfen. Die optischen Eigenschaften der Kolloide, die Ultramikroskopie, die elektrischen Eigenschaften, die Erscheinungen der Absorption und Adsorption, die Stäbchendoppelbrechung und die Eigendoppelbrechung, durch deren Untersuchung weitgehende Aufschlüsse über die Struktur der Gele erhalten wurden, die Wärmetönung bei Kolloidreaktionen, die Anreicherung an den Oberflächen — überall bieten sich Fragestellungen, die aus der Physik heraus Förderung erhoffen dürfen und die andererseits dem Physiker Anregungen zu bieten geeignet sind.

Besonders augenfällig wird die Beziehung in dem neu hinzugekommenen von Paul Scherrer bearbeiteten Abschnitt über die Bestimmung der inneren Struktur und der Größe der Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen. Die Röntgenanalyse sehr kleiner Partikel ist ja in den Bereich der Möglichkeit gerückt durch Anwendung der Methode der regellos orientierten Teilchen nach Debye und Scherrer. Die Versuche haben zu dem Ergebnis geführt, daß die Primärteilchen in sehr vielen Fällen kleine Kriställchen darstellen, die dasselbe Raumgitter aufweisen wie makroskopische Kristalle derselben Substanz. — Scherrer bietet hier eine elementar gehaltene Darstellung der Methodik nebst ausführlicher Beschreibung der Apparatur. Bestimmungen des Raumgitters und der Teilchengröße werden an Hand vortrefflicher Wiedergaben der Originalaufnahmen durchgeführt für kolloidales Gold verschiedener Herkunft, von kolloidalem Silber, von Kieselsäure- und Zinnsäure-Gel. Gutes Glas gibt sich dabei deutlich als wirklich amorphe Substanz zu erkennen; es zeigt nicht die geringste Andeutung einer Kristallstruktur, während gewöhnliches, vom Glasbläser bezogenes Glas neben amorpher Substanz kristallinische Einlagerungen aufweist, auch dann, wenn es vollkommen klar erscheint.

Das von der Chemie beifällig aufgenommene ausgezeichnete Werk von Zsigmondy ist sehr wohl geeignet, auch in den Kreisen der Physiker Interesse zu finden. Alfred Coehn.

Berichtigungen.

In dem Aufsatz „Rotierende Bezugssysteme in einer Minkowskischen Welt II“ von Friedrich Kottler, diese Zeitschrift **22**, 480, 1921, lies:

S. 482 linke Spalte, erste Zeile nach Fig. 1: „Sei A eine Lage von $A\ldots$“ anstatt: „Sei A eine Lage von $A\ldots$“;

ebendort, fünfte Zeile: „R_1 der benachbarten Relaisstation R_1“ anstatt: „R_1 der benachbarten Relaisstation R_1“;

ebendort, siebente und folgende Zeilen: „Zu R_1 ist gleichzeitig die Lage R_2 von R_2, d. i. der Durchschnittspunkt der Weltlinie von R_1 mit dem Normalraum von R_1“ anstatt: „Zu R_1 ist gleichzeitig die Lage R_2 von R_2, d. i. der Durchschnittspunkt der Weltlinie von R_2 mit dem Normalraum von R_1“;

S. 482 rechte Spalte, 24. Zeile von unten: „Die Normalebene $\overline{\varrho}$ von R“ anstatt: „Die Normalebene $\overline{a}$ von R“;

ebendort, neunte Zeile von unten: „Zeitvergleichung zwischen A und B“ anstatt: „Zeitvergleichung zwischen A und B“;

S. 484 linke Spalte, neunte Zeile von oben: „Zentrale A“ anstatt: „Zentrale A“.

Berichtigung zu der Arbeit über Raum-Zeit-Symmetrie von N. H. Kolkmeijer: Durch ein Versehen ist auf S. 463 die Anzahl der in der Tabelle auf S. 464 u. f. aufgeführten Gruppen zu 168 statt 167, die Anzahl der periodischen Atommodelle zu 125 statt 124 angegeben.

Tagesereignisse.

Der zweite Kongreß der Russischen Physikalischen Assoziation fand vom 15.—21. September statt in Kiew.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1921/22.

Technische Hochschule Aachen. **Starke**: Experimentalphysik I; Übungen im physikalischen Laboratorium: a) Praktikum, b) Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, c) Physikalisches Handfertigkeitspraktikum. — **Seitz**: Mechanische Wärmetheorie; Theoretische Physik; Experimentalphysik, enz. Kurs; Übungen im physikalischen Praktikum. — **Polis**: Allgemeine Meteorologie: Aerologie; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie; Meteorologische Technik, mit Übungen. — **Steubing**: Photographie I und II; Spektroskopie. — **Hopf**: Schwingungslehre; Atombau und period. System.

Universität Basel. **Hagenbach**: Experimentalphysik II; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, für Anfänger (mit Veillon und Zickendraht); Physikalisches Kolloquium. — **Bernoulli**: Physikalische Chemie II; Kinetische Theorie der Materie; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgerücktere; Chemisches Kolloquium (mit Rupe, Fichter und Ruggli). — **Matthies**: Elektromagnetische Lichttheorie, Übungen; Strahlungstheorie; Quantentheorie; Mathematisch-physikalisches Seminar. — **Veillon**: Übungen in mathematischer Physik. — **Zickendraht**: Aerodynamik und Luftfahrt; Aerodynamisches Praktikum; Repetitorium der Elektrizitätslehre. — **Zehnder**: Geschichte der Physik: Optik, Elektrizität, Magnetismus; Physikalische Weltanschauungen: Makrokosmos; Übersicht über die Elektrotechnik. —

Universität Berlin. **Rubens**: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre und Optik, dazu mathematische Ergänzung; Kolloquium, für Fortgeschrittene (mit v. Laue); Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Westphal und Pringsheim. — **Planck**: Allgemeine

Mechanik. — **Wehnelt**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik; Praktische Übungen für Anfänger II: Elektrizität und Magnetismus; Mathematische Ergänzungen zum Anfängerpraktikum; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (mit Pringsheim); Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das physikalische Arbeiten. — **v. Laue**: Atombau und Spektrallinien; Mathematisch-physikalische Übungen; Physikalisches Proseminar (mit Einstein und Westphal). — **Warburg**: Über Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge. — **Byk**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften; Kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten. — **Fock**: Einleitung in die Physik und Chemie. — **Westphal**: Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, für Zahnärzte und Pharmazeuten. — **Krigar-Menzel**: Theorie der Wärme. — **Henning**: Einführung in die Thermodynamik. — **Reiche**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. — **Gehrcke**: Ausgewählte Teile der modernen Optik. — **Grüneisen**: Atomistik fester Körper. — **Pringsheim**: Experimentelle Grundlagen der Atomtheorie. — **Hettner**: Ausgewählte Kapitel aus der Quantentheorie. — **Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik; Technische Exkursionen. — **Blasius**: Praktikum für Anfänger I: Mechanik, Wärme, Schall und Licht, dazu Übungen; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene. — **Martens**: Elektrotechnische Übungen. — **Hellmann**: Allgemeine Meteorologie, Meteorologisches Kolloquium für Vorgerücktere. — **Less**: Praktische Witterungskunde. — **Hergesell**: Die wissenschaftliche Erforschung der Atmosphäre im Interesse der Luftfahrt und des Wetterdienstes. — **Schmidt**: Luftelektrizität. — **Nernst**: Physikalische Chemie; Neuere Atomistik; Praktische Übungen und Arbeiten im Physikalisch-chemischen Institut: a) Anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), b) Physiko-chemische Übungen, c) Physiko-chemische Arbeiten; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Riesenfeld). — **Riesenfeld**: Anorganische Strukturchemie. — **Hahn**: Radioaktive Umwandlungen, Periodisches System und Isotopie. — **Haber**: Chemische und physikalische Untersuchungen im Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Walter G. Campbell zum Leiter und Dr. W. W. Skinner zum stellvertretenden Direktor des Bureau of Chemistry Dept. of Agriculture in Washington, der Honorarprofessor für Astronomie an der Universität Kiel Dr. Hermann Kobold, sowie die a. o. Professoren an der gleichen Universität Dr. Franz Feist (Chemie) und Dr. Paul Horrmann (Pharmazeutische Chemie) zu ord. Professoren daselbst, der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Breslau Dr. Erwin Schrödinger in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Zürich, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Friedrich Reiche zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Breslau, T. F. Buehrer zum Dozenten für analytische Chemie an der Universität Arizona, Dr. Harry F. Lewis von der National Analine and Chemical Co. Buffalo zum Associate Professor für Chemie am Cornell College Mount Vernon Jowa, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Aladar Skita zum Leiter der Organischen Abteilung des Chemischen Laboratoriums an der Universität Kiel, Dr. Howard Adler zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Chicago, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Freiburg Dr. Emil Fromm zum Professor für medizinische Chemie an der Universität Wien.

Verliehen: Dem Vorstand des I. Chemischen Laboratoriums der Universität Wien Dr. Rudolf Wegscheider der Titel und Charakter als Hofrat, den Privatdozenten an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Ludwig Hopf (Theoretische Physik mit Einschluß der physikalischen Mechanik), Dr. Ing. Gustav Lambris (technische Chemie) und Dr. Peter Lipp (analytisch-organische Chemie) die Dienstbezeichnung als außerordentlicher Professor, dem Privatdozent für Technische Elektrochemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Josef Nußbaum der Titel a. o. Professor.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie am Beloit College in Beloit Wisc.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie am Kgl. Technischen Institut in Pesaro Francesco Dupré, der Physiker und Hauptchemiker der Division of Weights and Mesures of the United States Bureau of Standards L. A. Fischer.

Angebote.

2 Assistenten

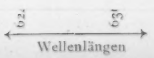
sucht das physikalische Institut der Universität Köln: **1 etatsmäßigen, 1 Hilfsassistenten.** Meldungen erbeten an das Institut.

Voranzeige.

Die Physikalische Zeitschrift wird vom 1. Oktober 1921 von den Herren Professor Dr. **Max Born** und Professor Dr. **Peter Debye** in Zürich herausgegeben. Die Schriftleitung besorgt Herr Dr. **Ernst Hauser.** Weitere Mitteilungen folgen in Nummer 19.

Leipzig, den 20. September 1921. **Die Verlagsbuchhandlung.**

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



W. Steubing, Temperatur und Bandenspektrum.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Mechanik. — **Wehnelt**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik; Praktische Übungen für Anfänger in Elektrizität und Magnetismus; Mathematische Übungen zum Anfängerpraktikum; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (mit Pringsheim); Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten; Praktikum für Mediziner von Handfertigkeit für das physikalische Arbeiten. — **v. Laue**: Atomlehre und Spektrallehre; Ausgewählte physikalische Übungen; Physikalisches Praktikum (mit Einstein und Westphal). — **Warburg**: . Rückleitung und andere ausgleichende Vorgänge. — **Rubens**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften; Kinetische Theorie der Gase; Strahlungsgesetze. — **Pock**: Einleitung in die Physik der Kristalle. — **Westphal**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik; Praktikum für Zahnärzte und Pharmazeuten; Kriegstaugliche Physik. — **Menzel**: Theorie der Wärme. — **Henning**: Einführung in die Thermodynamik. — **Reiche**: Theorie der Kristallplastizität und des Magnetismus. — **Gehrcke**: Ausgewählte Teile der modernen Optik. — **Grüneisen**: Einführung in die Physik fester Körper. — **Pringsheim**: Experimentelle Einleitungen der Atomtheorie. — **Hettner**: Ausgewählte Kapitel aus der Quantentheorie. — **Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik; Technische Elektrizitätslehre. — **Blasius**: Praktikum für Anfänger I: Mechanik, Wärme, Schall und Licht, dazu Übungen; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene. — **Marx**: Übungen. — **Hellmann**: Allgemeine Meteorologie; Meteorologisches Kolloquium für Vorgeschrittene; Lesse: Praktische Wetterungskunde. — **Hergesell**: Die wissenschaftliche Erforschung der Atmosphäre im Interesse der Luftfahrt und des Wetterdienstes. — **Schmidt**: Technische Elektrizität. — **Nernst**: Physikalisches Seminar; Neuere Atomistik; Praktische Übungen und Arbeiten im Physikalischchemischen Institut: a) Anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald). b) Physikochemische Übungen. c) Physiko-chemische Arbeiten; Physikalischchemisches Kolloquium (mit Riesenfeld). — **Riesenfeld**: Anorganische Strukturchemie. — **Hahn**: Radioaktive Umwandlungen, Periodisches System und Isotopie. — **Haber**: Chemische und physikalische Untersuchungen im Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie. —

Personalien.

Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.

Ernannt: Walter G. Campbell zum Leiter und Dr. W. W. Skinner zum stellvertretenden Direktor des Bureau of Chemistry Dept. of Agriculture in Washington; der Honorarprofessor für Astronomie an der Universität Kiel Dr. Hermann Kobold, sowie die a. o. Professoren an der gleichen Universität Dr. Franz Feist (Pharmazeutische Chemie) und Dr. Paul Hertmann (Pharmazeutische Chemie) zu ord. Professoren daselbst, der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Breslau Dr. Erwin Schrödinger in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Zürich, der Privatdozent an der Universität Breslau Dr. Friedrich Reiche zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Breslau, T. F. Bratton zum Dozenten für analytische Chemie an der Universität Arizona, Dr. Harry F. Lewis von der National Aniline and Chemical Co. Buffalo zum Associate Professor für Chemie am Cornell College Mount Vernon Iowa, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Alexander Skita zum Leiter der Organischen Abteilung des Chemischen Laboratoriums an der Universität Kiel, Howard Adler zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Chicago, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Freiburg Dr. Emil Fromm zum Professor für medizinische Chemie an der Universität Wien.

Verliehen: Dem Vorstand des I. Chemischen Laboratoriums der Universität Wien Dr. Rudolf Wegscheider der Titel und Charakter als Hofrat, den Privatdozenten der Technischen Hochschule Aachen Dr. Ludwig Theoretische Physik mit Einschluß der physikalischen Mechanik), Dr. Ing. Gustav Lambris (technische Chemie) und Dr. Peter Lipp (analytisch-organische Chemie) die Dienstbezeichnung als außerordentlicher Professor, den Privatdozent für Technische Elektrochemie an der technischen Hochschule Wien Dr. Josef Nußbaum zum a. o. Professor.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie Beloit College in Beloit Wisc.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie an Technischen Institut in Pesaro Francesco Dupré, Physiker und Hauptchemiker der Division of Weights Measures of the United States Bureau of Standards L. A. Fischer.

Angebote.

2 Assistenten

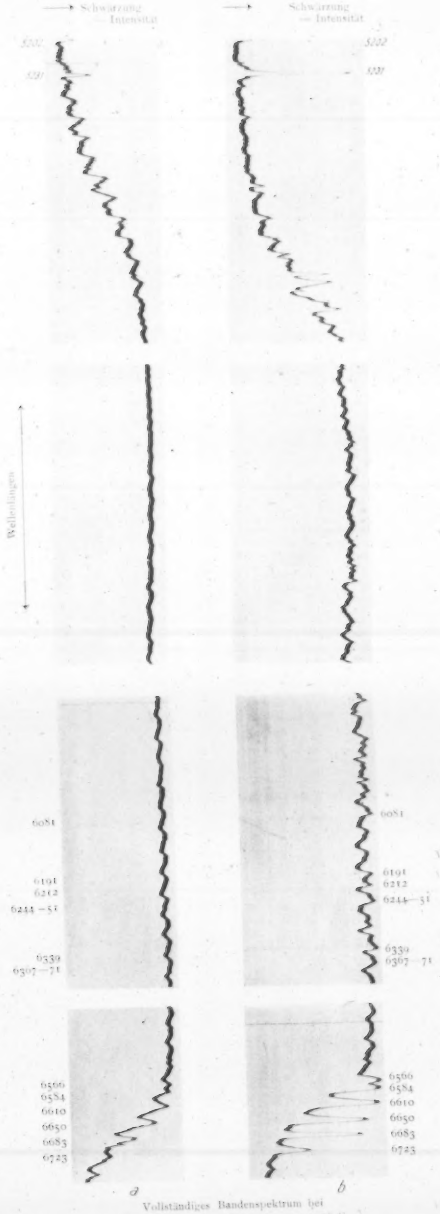
sucht das physikalische Institut der Universität Köln: **1 etatsmäßigen, 1 Hilfsassistenten.** Meldungen erbeten an das Institut.

Voranzeige.

Die Physikalische Zeitschrift wird vom 1. Oktober 1921 von den Herren Professor Dr. **Max Born** und Professor Dr. **Peter Debye** in Zürich herausgegeben. Die Schriftleitung besorgt Herr Dr. **Ernst Hauser.** Weitere Mitteilungen folgen in Nummer 19.

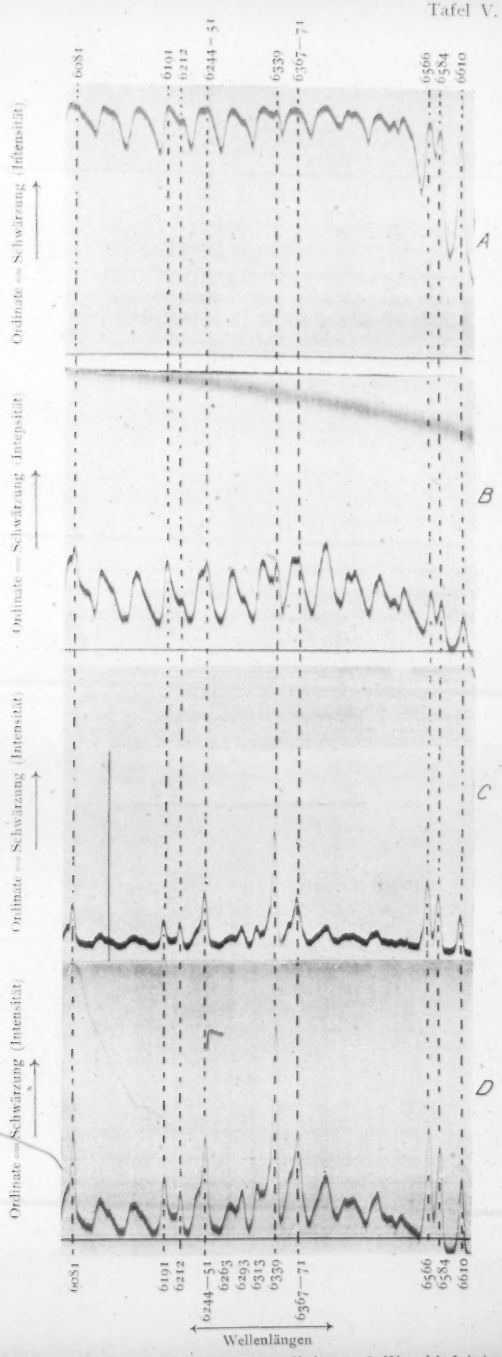
Leipzig, den 20. September 1921. **Die Verlagsbuchhandlung.**

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Vollständiges Bandenspektrum bei
100° C 400° C

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.



Ausschnitt aus dem roten Teil des Bandenspektrums

A bei 100° C.
B bei 200° C.
C bei 300° C.
D bei 400° C.

Die Ordinaten sind in ihrer Höhe ein Maß der Intensitätsverteilung in den Banden, die Abszissen sind genau untereinander orientiert und geben die Wellenlängen an. Zusammengehörige Teile sind durch punktierte Linien markiert.

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
Absorption: Über — von Gasen durch Kristalle, v. R. Seeliger	563
Absorptionsbanden: Die Breite der — bei den seltenen Erden, v. K. F. Herzfeld	544
Absorptionslinien: Die Einwirkung elektrischer Felder auf die — (*D*-Linien) des *Na*-Dampfes, v. R. Ladenburg	549
v. Angerer, E., Spektroskopische Notizen	521
Anisotrope Flüssigkeiten: Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch —, v. E. Hückel	561
Balmerserie: Die veränderliche Feinstruktur der —, v. E. Gehrcke u. E. Lau	556
Banden-Absorptionsspektrum des Wassers bei Wellenlängen von mehreren Dezimetern, v. R. Weichmann	535

(Fortsetzung auf Seite V.)

Neukonstruktion!

Lichtempfindliche Antimonit-Zellen für Photophonie

(Mit Verstärkerröhre zu verwenden.)

Kein Nebengeräusch!

Bezug durch **W. S. Gripenberg,** Masaby, Finnland.

Richard Müller-Url, Braunschweig Schleinitzstr. 19

Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: Coulombmeter nach Stephan D.R.G.M. — Righis Röhren für magnetische Strahlen mit Vakuum-Regulierung D.R.G.M. — Queckslber-Schnellpumpe. — Präzisions-Vakuometer D.R.G.M. — Pizzarello-Apparat. — Apparate für flüssige Luft. — Verflüssigte Gase in Röhren. — Projektions- und Extrem-Thermometer. — Elektroskope und Trockensäulen. — Vakuumröhren nach Braun, Crookes Geißler, Puluj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — Leuchtschirme. — Normal-Geißlerröhren-Serie „Kompendium". — Original-Vakuumskalen nach Croß.

Für unsere elektrotechnische Versuchsanstalt suchen wir zu baldigstem Eintritt

Physiker oder Diplom-Ingenieure,

die auf folgenden Gebieten nachweislich schon selbständig u. erfolgreich gearbeitet haben: 1. Starkstrom- und Hochspannungskabel, 2. Fernsprech- und Telegraphenkabel, Pupinisierung. Ausführliche Offerten werden erbeten unter S. H. 584 an die Expedition der Physikalischen Zeitschrift, Leipzig, Königstr. 2.

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.